



HAL
open science

Méthodes actives et passives de diagnostic de plasmas hors d'équilibre au moyen d'une sonde quadripolaire : application aux plasmas spatiaux

R. Pottelette

► **To cite this version:**

R. Pottelette. Méthodes actives et passives de diagnostic de plasmas hors d'équilibre au moyen d'une sonde quadripolaire : application aux plasmas spatiaux. [Rapport de recherche] Note technique CRPE n° 42, Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1977, 188 p. hal-02191398

HAL Id: hal-02191398

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191398>

Submitted on 23 Jul 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

RF 182 (19)

**CENTRE NATIONAL D'ETUDES
DES TELECOMMUNICATIONS**

**CENTRE NATIONAL DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**CENTRE DE
RECHERCHES
EN PHYSIQUE DE
L'ENVIRONNEMENT
TERRESTRE
ET PLANETAIRE**

CRPE

**NOTE TECHNIQUE
CRPE /42**



*méthodes actives et passives
de diagnostic de plasmas hors d'équilibre
au moyen d'une sonde quadripolaire
application aux plasmas spatiaux*

B

par
R. POTTELETTE

17 MAI 1977

CENTRE DE RECHERCHE EN PHYSIQUE DE
L'ENVIRONNEMENT TERRESTRE ET PLANETAIRE

NOTE TECHNIQUE CRPE/42

METHODES ACTIVES ET PASSIVES
DE DIAGNOSTIC DE PLASMAS HORS D'EQUILIBRE
AU MOYEN D'UNE SONDE QUADRIPOLAIRE.
APPLICATION AUX PLASMAS SPATIAUX

par

R. POTTELETTE

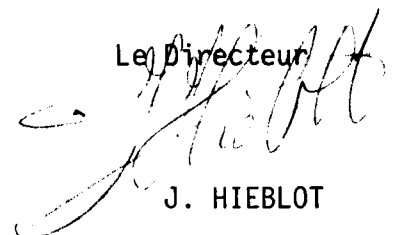
C.R.P.E./P.C.E.
45045 - ORLEANS CEDEX

Le Chef du Département PCE



C. BEGHIN

Le Directeur



J. HIEBLOT

AVERTISSEMENT

Le thème de ce travail est consacré au développement de méthodes de diagnostic de plasmas hors d'équilibre à l'aide d'une sonde radiofréquence du type quadripolaire. Ces méthodes sont directement applicables aux plasmas rencontrés dans l'espace circumterrestre. Cette thèse a été divisée en deux parties distinctes. La première (Chapitres I à VI) est consacrée aux effets produits par une population d'électrons suprathermiques sur la mesure du microchamp aléatoire aux alentours de la fréquence plasma. La deuxième partie traite de l'accessibilité aux mouvements d'ensemble du plasma, soit dans une direction perpendiculaire au champ magnétique terrestre, soit dans une direction parallèle à ce champ.

I
P L A N

PREMIERE PARTIE

I - INTRODUCTION

II - IMPEDANCE DE TRANSFERT DE DEUX PETITS DIPOLES DANS UN PLASMA
CHAUD ISOTROPE

- II.1. Champ électrique créé par un dipole dans un plasma Maxwellien
 - II.1.1. Equations fondamentales
 - II.1.2. Approximation quasi-statique
 - II.1.3. Approximation de l'onde de Landau
- II.2. Impedance de transfert.
 - II.2.1. Sonde à deux dipoles
 - II.2.2. Sonde quadripolaire
- II.3. Comparaison de la sonde à deux dipoles et de la sonde quadripolaire dans un plasma Maxwellien.
 - II.3.1. Petites sondes
 - II.3.2. Sondes de taille moyenne
 - II.3.3. Grandes sondes

III- SPECTRE CROISE DU MICROCHAMP MESURE PAR DEUX PETITS DIPOLES
DANS UN PLASMA CHAUD ISOTROPE.

- III.1. Spectre croisé des signaux reçus
 - III.1.1. Statistique du microchamp électrique
 - III.1.2. Statistique des signaux reçus
- III.2. Résultats numériques
 - III.2.1. Dipôles parallèles à leur ligne des centres
 - III.2.2. Dipôles perpendiculaires à leur ligne des centres
 - III.2.3. Application au diagnostic des plasmas

IV - REPONSE THEORIQUE D'UNE SONDE A DEUX DIPOLES PLONGEE DANS UN
PLASMA CHAUD ISOTROPE HORS D'EQUILIBRE THERMIQUE

- IV.1. Ondes électrostatiques dans un plasma non-Maxwellien
 - IV.1.1. Fonction de distribution électronique
 - IV.1.2. Constante diélectrique longitudinale
 - IV.1.3. Equation de dispersion de l'onde de Landau.

- IV.2. Impédance de transfert
 - IV.2.1. Approximations analytiques à la fréquence plasma
 - IV.2.2. Résultats numériques
- IV.3. Spectre croisé
 - IV.3.1. Calcul du facteur de réhaussement du spectre
 - IV.3.2. Résultats numériques
- IV.4. Possibilités de mesurer la fonction de distribution électronique

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

- V. 1. Description du dispositif expérimental
- V. 2. Mesure des impédances de transfert
- V. 3. Mesure des spectres croisés

VI - CONCLUSION

DEUXIEME PARTIE

VII - INTRODUCTION

VIII - EFFET D'UN MOUVEMENT DU PLASMA PERPENDICULAIREMENT AU CHAMP MAGNETIQUE SUR LA RESONANCE HYBRIDE BASSE

- VIII.1. Réponse impulsionnelle
- VIII.2. Réponse en fréquence
- VIII.3. Observation expérimentale dans l'ionosphère

IX - EFFET D'UN MOUVEMENT DU PLASMA PARALLELEMENT AU CHAMP MAGNETIQUE SUR LA RESONANCE OBLIQUE BASSE

- IX. 1. Réponse impulsionnelle
- IX. 2. Réponse en fréquence
- IX. 3. Résultats expérimentaux.

X - CONCLUSION

Remerciements

Bibliographie

Appendice A : Méthodes numériques de calcul du spectre croisé.

Appendice B : Approximation analytique du spectre croisé

Appendice C : Calcul analytique des impédances de transfert à la fréquence plasma en présence d'électrons suprathermiques.

PREMIERE PARTIE :

MESURE DU MICROCHAMP ALEATOIRE

I - INTRODUCTION

Quand on étudie les propriétés physiques du plasma dans l'espace circumterrestre, il est indispensable de déterminer les nombreux paramètres physiques caractéristiques du milieu. Parmi ceux-ci citons, la densité et la température électroniques, les fréquences de collision, le mouvement d'ensemble du plasma, les fonctions de distribution des particules ... Les méthodes de mesure de ces paramètres ont beaucoup progressé durant les dernières années. Cependant si la mesure de la densité électronique ne semble plus poser de problèmes, la situation est beaucoup moins satisfaisante pour les autres paramètres ainsi que le montre un rapide tour d'horizon des divers moyens de sondage du plasma (Pour plus de détails voir BOOKER et SMITH [1970]).

Les moyens de sondage du plasma spatial peuvent se diviser en deux grandes catégories, selon qu'ils permettent des mesures à distance, ou au contraire qu'ils opèrent in situ. Les méthodes de mesure à distance utilisent soit la réflexion des ondes électromagnétiques (sondages à partir du sol et sondages en contrehaut), soit la diffusion de celles-ci. Les sondeurs à réflexion ne peuvent que mesurer la densité électronique. Par contre, les sondeurs à diffusion ont donné des mesures de la densité et de la température électroniques, ainsi que certaines mesures de la vitesse d'ensemble du plasma. Toutefois, ces mesures souffrent d'une relative imprécision en altitude, et leur caractère géographique ponctuel restreint également leur intérêt. Il est donc indispensable de les compléter par des mesures effectuées au moyen de sondes à plasma embarquées sur des véhicules spatiaux.

Parmi les sondes à plasma les plus couramment utilisées, on peut distinguer les sondes électrostatiques, dont la plus employée est la sonde de Langmuir, et les sondes électrodynamiques qui peuvent elles-mêmes se subdiviser en sondes à relaxation et sondes à impédance. Le principe de la sonde de Langmuir est simple : on mesure le courant continu collecté par une électrode métallique plongée dans le plasma en fonction du potentiel appliqué. Cependant l'interprétation théorique des courbes expérimentales obtenues pose de nombreux problèmes, notamment lorsque l'on cherche à déterminer la température électronique. La principale cause d'erreurs dans les sondes électrostatiques est maintenant bien comprise : il s'agit de

phénomènes de surface. Ces erreurs sont surtout importantes pour des électrons faiblement énergétiques, tels que ceux de la basse ionosphère pour lesquels la température mesurée par une sonde électrostatique est en général plus élevée que celle mesurée par d'autres techniques telles que le sondeur à diffusion incohérente. De nombreux travaux ont été effectués durant ces dernières années, qui ont permis de comprendre et de réduire considérablement ces causes d'erreurs. Parmi ceux-ci, citons les travaux effectués par BRACE (1973), ILLIANO (1974) et plus récemment par BUJOR (1976).

Dans les sondes à relaxation, une antenne excite le plasma par de courtes impulsions centrées sur une fréquence ω . Pour certaines valeurs de ω , le plasma résonne et de l'étude de ces échos, on peut déduire la densité électronique avec une très bonne précision. Par contre la détermination de la température est plus difficile (GRAFF, 1971) et la précision est médiocre. Dans les sondes à impédance la méthode la plus classique consiste à mesurer, en fonction de la fréquence, l'impédance propre d'une paire d'électrodes immergées dans le plasma. Cependant, cette méthode a l'inconvénient d'être sensible aux perturbations dues aux gaines ioniques, dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye, qui se forment autour de l'antenne. Cette gaine isole partiellement l'antenne du plasma et son influence est difficile à prévoir. On peut toutefois réduire l'importance de cette perturbation en polarisant l'antenne au potentiel plasma, mais non l'éliminer complètement.

De ce rapide examen des divers moyens de diagnostic du plasma spatial, il résulte que seuls les résultats expérimentaux obtenus à l'aide du sondeur à diffusion semblent affranchis de toute erreur systématique (WALDTEUFEL, 1969). Il y avait donc jusqu'à présent une carence sérieuse dans le domaine des mesures expérimentales in situ à l'aide de sondes à plasma. Bien que la technologie actuelle commence à permettre d'éliminer en grande partie les causes d'erreur dues aux effets de surface sur les sondes électrostatiques, STOREY et al (1969) ont montré qu'il était également possible de minimiser l'effet des gaines qui entourent les antennes, en mesurant non pas l'impédance propre d'une antenne, mais l'impédance de transfert de deux antennes A et B.

Quel que soit le type d'antenne choisi, les deux antennes doivent être séparées par une distance grande devant la longueur de Debye, de manière à pouvoir mesurer les effets collectifs du plasma. L'ensemble

formé par les deux antennes constitue un quadripole passif dont le schéma équivalent est représenté sur la figure 1. L'impédance de transfert des deux antennes est Z ; les impédances propres de A et B sont $Z_A + Z$ et $Z_B + Z$ respectivement. Les gaines contribuent principalement à Z_A et Z_B tandis que Z dépend essentiellement, suivant le domaine de fréquences considéré, des différents paramètres physiques du plasma à mesurer.

Le type d'antenne le plus couramment utilisé jusqu'à présent, est un dipole double-sphère, qui consiste en deux sphères identiques séparées par une distance beaucoup plus grande que leur rayon et que la longueur de Debye. La sonde quadripolaire est composée de quatre sphères qui sont placées soit aux quatre coins d'un carré (figure 2a), soit uniformément le long d'une ligne droite (figure 2b) (BEGHIN et DEBRIE, 1972). Dans cette thèse nous allons étudier un type spécial de sonde quadripolaire, représentée sur la figure 3, et que nous désignerons par "sonde à deux dipôles" ou "double sonde". Cette sonde est également constituée de deux dipôles double-sphère, mais la longueur individuelle de chaque antenne, qui est petite comparée à la distance séparant les deux dipôles, peut être un ordre de grandeur plus grand ou plus petit que la longueur de Debye.

La double sonde peut être utilisée de deux façons soit dans un "mode actif", soit dans un "mode passif". Dans le mode actif (figure 3b) l'une des antennes, A par exemple, est excitée par un courant alternatif I , et on mesure en circuit ouvert la différence de potentiel aux bornes de l'antenne B. La fréquence angulaire d'excitation ω est changée et on détermine, en fonction de cette fréquence, l'impédance de transfert $Z(\omega) = V/I$ entre les deux antennes. Notons que dans un plasma en mouvement, ce rapport peut être également utilisé pour définir l'impédance de transfert, mais qu'il possède alors une curieuse propriété. De fait, si le plasma est stationnaire, le rapport V/I reste inchangé lorsque l'on intervertit le rôle de A et de B. Par contre, ceci n'est plus vrai dans un plasma en mouvement ; il y a alors un effet de non-réciprocité que l'on peut exploiter pour déterminer la vitesse d'ensemble du plasma (POTTELETTE, 1972 et 1973). Dans ce dernier cas, le système formé par les deux antennes et le plasma n'est plus équivalent au quadripole passif représenté sur la figure 1.

Dans le mode passif (figure 3a), les deux antennes jouent le même rôle : elles sont toutes les deux utilisées en réception de manière à recevoir les signaux aléatoires induits par le microchamp électrique naturel dans le plasma. Ce microchamp est un champ d'ondes électrostatiques aléatoires, excitées par le mouvement Brownien des particules du plasma.

La technique de mesure est alors de calculer, en fonction de la fréquence angulaire ω , les parties réelle et imaginaire du spectre croisé $s(\omega)$ des signaux reçus sur les deux antennes, d'une manière analogue à celle décrite par HARKER et ILIC (1974). Cette technique est tout à fait semblable, vis à vis du sondage local du plasma, à la technique de diffusion incohérente utilisée comme sondage à distance du plasma à partir de stations terrestres.

Nous nous proposons donc d'étudier dans cette thèse, de manière aussi bien théorique qu'expérimentale, les techniques de mesure active et passive, et de montrer l'intérêt qui existe -vis à vis du diagnostic des plasmas- à combiner ensemble ces deux mesures.

De fait, quand le plasma est en équilibre thermique, de sorte que la fonction de distribution des vitesses électroniques est Maxwellienne, on peut démontrer à partir de considérations thermodynamiques fondamentales, que la composante corrélée des signaux recueillis sur les deux antennes n'est autre que le bruit thermique engendré dans la partie résistive de l'impédance de transfert. Il existe donc une relation de simple proportionnalité entre $s(\omega)$ mesuré dans le mode passif, et la partie réelle de $Z(\omega)$ mesurée dans le mode actif. Dans ces conditions, l'une ou l'autre de ces fonctions peut être interprétée pour estimer les paramètres de la population d'électrons : densité et température.

Par contre, lorsque le plasma est hors d'équilibre thermique, comme c'est généralement le cas dans l'espace, les fonctions $\text{Re} [Z(\omega)]$ et $s(\omega)$ ne sont plus reliées par le théorème de Nyquist. Dans ces conditions, pour des fréquences situées au voisinage de la fréquence plasma, fréquences pour lesquelles les vitesses de phase des ondes électrostatiques sont très grandes, on doit s'attendre à ce que la présence d'une petite fraction d'électrons suprathermiques interagissant avec les ondes augmente fortement le bruit reçu sur les antennes, i.e. la valeur du spectre croisé $s(\omega)$. Quant à l'impédance de transfert $Z(\omega)$ mesurée par la technique active, on doit s'attendre à ce qu'elle soit très peu affectée par la présence d'électrons suprathermiques, tant que la concentration de ces derniers reste faible devant la concentration des électrons du plasma thermique.

Ces considérations peuvent être directement appliquées au plasma ionosphérique. En effet, du côté jour de l'ionosphère, la fonction de distribution électronique peut être divisée en deux parties. La première et la plus importante, est la partie thermique, qui possède une fonction de distribution de forme Maxwellienne et dans laquelle la densité électronique n_e

varie grossièrement entre 10^3 et 10^6 cm^{-3} , tandis que leur énergie moyenne se situe entre 0.02 eV et 0.5 eV. La seconde partie est constituée d'une queue d'électrons suprathermiques, dont la densité n_s est typiquement de l'ordre de 10 cm^{-3} et l'énergie moyenne de 10 eV. Ces photoélectrons sont créés par le rayonnement solaire ultraviolet et le rayonnement X ; une partie de ces photoélectrons est assez énergétique pour s'échapper vers l'ionosphère conjuguée le long des lignes de force du champ magnétique terrestre (YNGVESSON et PERKINS, 1968).

Il résulte donc que lorsqu'une population de photoélectrons est présente dans la fonction de distribution électronique du plasma ionosphérique, les ondes électrostatiques excitées naturellement dans le plasma se mettent en équilibre thermique soit avec la population thermique soit avec la population suprathermique, suivant le domaine de fréquences considéré. Pour des fréquences situées au voisinage de la fréquence plasma, les ondes électrostatiques interagissent avec les photoélectrons, si bien que la température équivalente de ces ondes est très élevée. Dans ces conditions la valeur du spectre croisé peut être grandement accrue par rapport à la valeur calculée dans un plasma en équilibre thermique. Pour maintenir le parallèle entre la technique de mesure passive et le sondage à diffusion incohérente, rappelons que PERKINS et SALPETER (1965) ont montré que la présence d'une petite fraction d'électrons suprathermiques peut rehausser suffisamment la ligne de plasma du spectre de diffusion incohérente, pour que cette dernière soit directement observable à partir du sol.

En résumé, il apparaît donc que près de la fréquence plasma, la comparaison entre les mesures de $s(\omega)$ et de $\text{Re} [Z(\omega)]$ est capable de fournir une indication très sensible sur un écart éventuel du plasma à l'équilibre thermique. On peut ainsi espérer mesurer la fonction de distribution des vitesses électroniques : c'est cette possibilité que nous allons étudier théoriquement et expérimentalement.

Cette étude est divisée en quatre parties, les trois premières étant de nature théorique. Le modèle de plasma choisi est celui d'un plasma chaud, isotrope, sans collision, et sans champ magnétique. Nous négligeons également le mouvement des ions et faisons l'hypothèse de stationnarité du plasma.

La première partie est consacrée à la théorie du mode actif, nous y développons le calcul de l'impédance de transfert entre deux dipôles plongés dans un plasma Maxwellien. Les deux antennes sont assimilées

à des dipôles Hertziens. Dans la section II.1., nous donnons l'expression générale du champ électrique créé par un tel dipôle dans un plasma Maxwellien, quand il est excité par un courant alternatif. Nous adoptons alors l'approximation quasi-statique dont les conditions de validité sont discutées. De plus, les propriétés du champ électrique sont étudiées à l'aide de l'approximation de l'onde de Landau, qui donne des résultats tout à fait comparables à ceux qui sont obtenus avec une fonction de distribution Maxwellienne, jusqu'à des distances de l'ordre de 100 longueurs de Debye et pour des fréquences situées légèrement au dessus de la fréquence plasma. Les expressions des impédances de transfert de la sonde à deux dipôles sont alors calculées dans la section II.2., où nous donnons également à titre de comparaison celles des impédances de transfert des sondes quadripolaires représentées sur la figure 2. Les résultats sont présentés dans la section II.3., où nous comparons les réponses en fréquence des deux types de sondes pour diverses séparations entre les antennes, et lorsque les configurations des deux dipôles sont équivalentes à celles des sondes quadripolaires représentées sur la figure 2. Nous montrons alors que la double sonde présente l'avantage d'avoir une réponse en fréquence plus aisée à interpréter que celle de la sonde quadripolaire, spécialement pour de grandes distances entre les antennes de l'ordre de 100 longueurs de Debye. Les dipôles peuvent alors être considérés comme infinitésimaux avec une très bonne approximation.

La théorie du mode passif est développée dans la deuxième partie. La section III.1. est consacrée au calcul du spectre croisé des signaux reçus par deux dipôles Hertziens plongés dans un plasma Maxwellien. Ce calcul est effectué à l'aide du modèle de "la particule test habillée", ainsi que par la méthode de Nyquist. Dans la section III.2. ce spectre est calculé numériquement en fonction de la fréquence et pour différentes séparations entre les deux dipôles. Nous obtenons alors une approximation analytique du spectre croisé dans le domaine des fréquences situées près de la fréquence plasma, où il présente un pic de résonance. Nous montrons de plus comment, à partir des caractéristiques du spectre, la densité et la température électroniques peuvent être calculées.

La troisième partie de cette étude est consacrée à l'étude de la réponse d'une sonde à deux dipôles plongée dans un plasma hors d'équilibre thermique, par suite de la présence d'une population d'électrons supra-thermiques. Dans la section IV.1. nous donnons l'expression de la constante diélectrique longitudinale correspondant au modèle de plasma choisi. Les

impédances de transfert, calculées dans la section IV.2., sont très peu affectées par la présence d'électrons suprathermiques, tant que l'énergie totale de ces derniers est faible comparée à l'énergie totale des électrons thermiques (ce qui est le cas dans l'ionosphère). Par contre, dans la section IV.3., nous montrons que près de la fréquence plasma la valeur du spectre croisé peut être grandement accrue par la présence d'une faible concentration d'électrons suprathermiques. Dans la section IV.4 on examine alors la possibilité de mesurer la fonction de distribution des vitesses électroniques en combinant les techniques de mesure active et passive.

Dans la dernière partie de ce travail nous présentons la réalisation expérimentale des études théoriques précédemment développées. Après avoir décrit le dispositif expérimental (Section V.1.), les résultats des mesures des impédances de transfert ainsi que ceux des spectres croisés sont exposés dans les sections V.2. et V.3. Ces expériences ont été réalisées à l'aide d'une sonde à deux dipôles. Nous mettons plus particulièrement l'accent sur la mesure du microchamp du plasma, car c'est à notre connaissance la première fois qu'une telle expérience se trouve réalisée, mettant ainsi en évidence les fluctuations thermodynamiques de densité.

II - IMPEDANCE DE TRANSFERT DE DEUX PETITS DIPOLES DANS UN PLASMA CHAUD ISOTROPE

L'intérêt de la mesure de l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire, découle du principe suivant lequel cette impédance devrait être très peu affectée par les perturbations que les électrodes produisent dans un plasma, en particulier les gaines d'ions qui se forment autour d'elles quand elles ne sont pas au potentiel plasma. Cependant il est également séduisant d'étudier une autre solution qui consiste, non pas à éliminer les effets des gaines, mais à éliminer les gaines elles-mêmes. Il apparaît que ceci pourrait être réalisé en remplaçant les dipôles double-sphère constituant la sonde quadripolaire, dont la longueur individuelle est plus grande qu'une longueur de Debye, par deux dipôles dont la longueur serait plus petite qu'une longueur de Debye.

En effet, la notion selon laquelle la perturbation causée par tout objet plongé dans le plasma devient négligeable si ses dimensions sont plus petites que la longueur de Debye, est basée sur le fait que l'étendue de la perturbation dépend presque uniquement de la charge électrique totale portée par l'objet. Si cet objet est isolé électriquement, le potentiel flottant qu'il acquiert est indépendant de sa dimension linéaire caractéristique, tandis que sa capacité lui est proportionnelle. Dans ces conditions, la charge portée par l'objet tend vers zéro quand sa dimension devient négligeable. Par conséquent la densité de charge d'espace dans la gaine décroît avec la dimension de l'objet. Dans la limite où cette dimension devient négligeable, la gaine se réduit théoriquement à une longueur de Debye mais possède alors un caractère uniquement classique.

Pour un objet conducteur de dimension finie, les effets résiduels dus aux gaines peuvent être éliminés en polarisant cet objet au potentiel plasma. Cette mesure élimine ainsi la perturbation de charge d'espace, laissant simplement la perturbation de la densité du plasma due à la collecte de particules sur l'objet. Cependant la dimension linéaire de cette perturbation est de l'ordre de taille de l'objet, et devient négligeable quand la dimension de l'objet tend vers zéro.

A partir de ces quelques considérations, il apparaît donc que l'usage de petits dipôles dont la longueur individuelle soit plus petite qu'une longueur de Debye, pourrait grandement réduire les perturbations apportées au plasma. Cependant, la distance entre les deux dipôles doit être gardée beaucoup plus grande qu'une longueur de Debye, de manière à pouvoir mesurer les effets collectifs du plasma. L'avantage supplémentaire d'utiliser de petits dipôles, est que la direction de propagation des ondes est très bien définie ce qui constitue un avantage substantiel dans les conditions où l'influence du champ magnétique est très importante.

Malheureusement l'utilisation d'une sonde formée de petits dipôles a également une contrepartie qui est, que pour des séparations égales entre les antennes, son impédance de transfert est beaucoup plus petite que celle d'une sonde quadripolaire. Il en résulte donc une grande perte de sensibilité dans les mesures. Par conséquent, en réalité il nous faut employer des antennes grandes devant la longueur de Debye pour rendre l'impédance de transfert facilement mesurable. L'inconvénient d'une telle solution, est évidemment l'augmentation de la perturbation apportée par la présence de telles antennes dans le plasma. Cependant, nous sommes principalement intéressés par des sondes pour lesquelles la distance séparant les antennes est grande devant leur longueur individuelle, de manière à pouvoir définir une seule direction de propagation d'ondes entre ces antennes. La réponse en fréquence d'une telle double sonde a alors la même forme que si les dipôles étaient infinitésimaux, mais son impédance de transfert est beaucoup plus grande. C'est ce compromis que nous avons choisi de prendre dans cette thèse.

II.1 - Champ électrique créé par un dipole dans un plasma Maxwellien

II.1.1 - Equations fondamentales

Le champ créé par un dipole plongé dans le plasma est calculé en prenant la transformée de Fourier dans l'espace et dans le temps des équations de Maxwell (voir BEKEFI, 1966). Dans cette thèse on fera un usage fréquent des transformées de Fourier des quantités $F(\vec{r}, t)$, qui dépendent à la fois des coordonnées d'espace \vec{r} et du temps t . La transformée de Fourier temporelle et son inverse sont définies par

$$(2.1.1) \quad F(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{r}, t) \exp(-i\omega t) dt \quad F(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{r}, \omega) \exp(i\omega t) d\omega$$

tandis que la transformée de Fourier spatiale est définie en inversant le signe des exposants.

$$(2.1.2) \quad F(\vec{k}, t) = \int F(\vec{r}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r} \quad F(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{k}, t) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{k}$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde.

Les composantes axiales E_p du champ électrique obéissent aux équations suivantes (SHAFRANOV, 1967) :

$$(2.1.3) \quad \sum_q (k^2 \delta_{pq} - k_p k_q - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{pq}) E_q(\vec{k}, \omega) = -i\omega \mu_0 J_p(\vec{k}, \omega)$$

où J_p désigne une composante axiale du vecteur densité de courant, k_p une composante du vecteur d'onde, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, δ_{pq} le symbole de Kronecker, c la vitesse de la lumière dans le vide et ϵ_{pq} une composante du tenseur diélectrique. Les indices p et q se rapportent aux trois axes (Ox , Oy , Oz) d'un système de coordonnées cartésiennes représentées sur la figure 4a. Dans un milieu isotrope, le tenseur diélectrique peut être exprimé à l'aide d'une composante "transverse" ϵ_{\perp} et d'une composante "longitudinale" ϵ_{\parallel} :

$$(2.1.4) \quad \epsilon_{pq} = \epsilon_{\perp} (\delta_{pq} - k_p k_q / k^2) + \epsilon_{\parallel} k_p k_q / k^2$$

De plus nous pouvons décomposer le champ électrique en deux composantes $\vec{E}_{//}$ et \vec{E}_{\perp} , respectivement parallèle et perpendiculaire au vecteur d'onde :

$$(2.1.5) \quad \vec{E}_{//}(\vec{k}, \omega) = \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E})/k^2 \quad \vec{E}_{\perp}(\vec{k}, \omega) = \vec{E} - \vec{E}_{//}$$

En procédant de même pour le vecteur densité de courant, nous obtenons

$$(2.1.6) \quad \vec{J}_{//}(\vec{k}, \omega) = \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{J})/k^2 \quad \vec{J}_{\perp}(\vec{k}, \omega) = \vec{J} - \vec{J}_{//}$$

Dans ces conditions l'équation (2.1.3) conduit à

$$(2.1.7) \quad \vec{E}_{//}(\vec{k}, \omega) = \frac{i \vec{J}_{//}(\vec{k}, \omega)}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{//}} \quad \vec{E}_{\perp}(\vec{k}, \omega) = - \frac{i\omega}{\epsilon_0} \frac{\vec{J}_{\perp}(\vec{k}, \omega)}{k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon_{\perp}}$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide.

Nous supposons maintenant que le champ est créé par un dipole de longueur électrique λ_a situé à l'origine des axes, et excité en son point milieu par un courant sinusoïdal I de fréquence angulaire ω . Le moment dipolaire résultant \vec{M} est donné par $i\omega\vec{M} = I\vec{\lambda}_a$. Le vecteur densité de courant peut être écrit sous la forme

$$(2.1.8) \quad \vec{J}(\vec{r}, t) = I \vec{\lambda}_a \delta(\vec{r})$$

où $\delta(\vec{r})$ est la distribution de Dirac à trois dimensions. La transformée de Fourier de $\vec{J}(\vec{r}, t)$ est

$$(2.1.9) \quad \vec{J}(\vec{k}, \omega) = i\omega \vec{M}$$

d'où il découle immédiatement que

$$(2.1.10) \quad \vec{J}_{//}(\vec{k}, \omega) = i\omega \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{M})}{k^2} \quad \vec{J}_{\perp}(\vec{k}, \omega) = i\omega \left[\vec{M} - \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{M})}{k^2} \right]$$

En combinant (2.1.7) et (2.1.10), puis en prenant la transformée de Fourier inverse dans l'espace des \vec{k} , nous obtenons le champ électrique à une distance \vec{r} du dipole :

$$(2.1.11) \quad \vec{E}_{\perp}(\vec{r}, \omega) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 \epsilon_0} \left[\vec{M} \int \frac{\exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r})}{k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon_{\perp}} d\vec{k} + (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla} \int \frac{\exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r})}{k^2 (k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon_{\perp})} d\vec{k} \right]$$

$$(2.1.12) \quad \vec{E}_{\parallel}(\vec{r}, \omega) = \frac{(\vec{M} \cdot \vec{\nabla})}{8\pi^3 \epsilon_0} \vec{\nabla} \int \frac{\exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r})}{k^2 \epsilon_{\parallel}} d\vec{k}$$

Signalons que les champs magnétiques associés aux champs électriques peuvent être calculés à partir des équations de Maxwell, en prenant le rotationnel des équations (2.1.11) et (2.1.12). Le premier terme \vec{E}_{\perp} s'annule si la vitesse de la lumière tend vers l'infini, et il est associé à une composante magnétique : il représente donc un champ d'ondes électromagnétiques (EM). Le second terme \vec{E}_{\parallel} est le gradient d'un potentiel scalaire, pour lequel le rotationnel s'annule. Il n'a donc aucune composante magnétique qui lui soit associée, et il représente un champ d'ondes électrostatiques. Pour la suite ces deux termes seront désignés par les nouveaux symboles \vec{E}_{em} et \vec{E}_{es} respectivement.

Examinons tout d'abord le comportement du champ EM. Etant donné que la vitesse de phase de ces ondes est beaucoup plus grande que la vitesse thermique des électrons, la composante transverse du tenseur diélectrique peut être représentée, avec une très bonne approximation, par son approximation plasma froid (SITENKO, 1965) :

$$(2.1.13) \quad \epsilon_{\perp} = \epsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$$

où ω_p est la fréquence angulaire de plasma. Les intégrales qui apparaissent dans (2.1.11) peuvent alors être facilement calculées (WATSON, 1968), donnant

$$(2.1.14) \quad \vec{E}_{em}(\vec{r}, \omega) = \frac{\vec{M}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \exp\left[-i\epsilon^{1/2}(\omega r/c)\right] + \frac{(\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla}}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\exp[-i\epsilon^{1/2}(\omega r/c)] - 1}{r\epsilon} \right\}$$

Dans le but de calculer l'expression du champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$ associé à $\vec{E}_{em}(\vec{r}, \omega)$, nous utilisons un système de coordonnées polaires (r, θ, ψ) représenté sur la figure 4b, dans lequel le dipole est parallèle à l'axe principal. Dans ces conditions, les composantes non nulles de \vec{E}_{em} et \vec{H} sont

$$E_{em}^r = \frac{M}{4\pi\epsilon_0 r^3} 2 \cos\theta \left\{ \left[1 + i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \right] \exp \left[-i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \right] - 1 \right\}$$

$$(2.1.15) \quad E_{em}^\theta = \frac{M}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin\theta \left\{ \left[1 + i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) - \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 \epsilon \right] \exp \left[-i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \right] - 1 \right\}$$

$$H^\psi = \frac{M}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin\theta i \left[\epsilon^{1/2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \right] \epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \left\{ 1 + i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \right\} \exp \left[-i\epsilon^{1/2} \left(\frac{\omega r}{c} \right) \right]$$

On peut voir à partir de ces formules, que le champ électrique est radial quand $\theta = 0$ ou π , et transverse quand $\theta = \pi/2$. De plus pour ces trois angles, \vec{E}_{em} est parallèle à \vec{M} , bien qu'il n'en soit pas toujours ainsi dans le cas général. Quant au champ magnétique, il est toujours transverse. L'expression (2.1.15) prend des formes asymptotiques quand la quantité $\epsilon^{1/2}(\omega r/c)$ est plus grande ou plus petite que l'unité.

Il est facile de vérifier à partir de (2.1.15) qu'à de grandes distances et pour des fréquences suffisamment éloignées de ω_p , telles que $\epsilon^{1/2}(\omega r/c) \gg 1$, la structure du champ EM est celle d'une onde plane électromagnétique : E_{em} et H sont transverses, en phase, et mutuellement perpendiculaires. Cependant, nous sommes intéressés par le comportement du champ électromagnétique à des fréquences proches de la fréquence de plasma, fréquences pour lesquelles la quantité $\epsilon^{1/2}(\omega r/c) \ll 1$. Un développement limité de (2.1.15) en fonction de cette petite quantité conduit au résultat suivant

$$(2.1.16) \quad E_{em}^r \approx \frac{M}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{\omega^2}{c^2} \cos\theta, \quad E_{em}^\theta \approx -\frac{M}{8\pi\epsilon_0 r} \frac{\omega^2}{c^2} \sin\theta, \quad H^\psi \approx -\frac{M\omega}{4\pi i r^2} \sin\theta$$

Ces expressions montrent que le champ électromagnétique reste fini à la fréquence plasma, où ces approximations sont valables quelle que soit la distance. Le champ électrique possède une composante radiale qui varie en fonction de la distance de la même manière que la composante tangentielle ; à toute distance, cette composante est la plus forte sur l'axe du dipôle où la composante tangentielle s'annule.

Examinons maintenant les propriétés du champ électrostatique. Son expression est obtenue en calculant l'intégrale (2.1.12). Pour cela nous adoptons un système de coordonnées sphériques. Une fois l'intégration par rapport aux variables angulaires effectuée, nous obtenons

$$(2.1.17) \quad \vec{E}_{es}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_0} (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla} \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{dk}{\epsilon_{//}(k, \omega)}$$

A partir de (2.1.15) et (2.1.17), on peut facilement vérifier que, lorsque $\epsilon = \epsilon_{//} = 1$, la somme de \vec{E}_{em} et de \vec{E}_{es} conduit au résultat classique obtenu pour le champ créé par un dipôle Hertzien dans le vide. Dans le cas d'un plasma Maxwellien, $\epsilon_{//}$ est donnée par l'expression bien connue

$$(2.1.18) \quad \epsilon_{//}(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2k^2 v_e^2} Z'(\omega/\sqrt{2}kv_e)$$

où Z' est la fonction de FRIED et CONTE (1961), et v_e la vitesse thermique des électrons. Cette dernière est définie, par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann κ et de la masse de l'électron m_e , comme une fonction de la température T_e :

$$(2.1.19) \quad v_e = (\kappa T_e / m_e)^{1/2}$$

Etant donné que les seules singularités de $\epsilon_{//}^{-1}$ sont des pôles simples, DERFLER (1965) a montré qu'il était possible de développer cette quantité en série de Mittag-Leffler :

$$(2.1.20) \quad \frac{1}{\epsilon_{//}} = \frac{1}{\epsilon} + \sum_n \frac{k}{k-k_n} b_n$$

où k_n est une racine de l'équation de dispersion ($\epsilon_{//} = 0$), tandis que b_n est le résidu de $\epsilon_{//}^{-1}$ pour $k = k_n$

$$(2.1.21) \quad b_n = \frac{1}{k_n} \left(\frac{\partial \epsilon_{//}}{\partial k} \right)_{k=k_n}^{-1}$$

A partir de (2.1.20), il est facile de vérifier que

$$(2.1.22) \quad \frac{1}{\epsilon} + \sum_n b_n = 1, \quad \sum_n \frac{b_n}{k_n} = 0$$

De plus on peut montrer (CHASSERIAUX, 1973) que b_n , également désigné comme un "coefficient d'excitation", prend la forme

$$(2.1.23) \quad b_n = - \frac{k_n^2 v_e^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - 3k_n^2 v_e^2}$$

Dans ces conditions le champ électrostatique peut s'écrire

$$(2.1.24) \quad \vec{E}_{es}(\vec{r}, \omega) = \frac{(\vec{M} \cdot \vec{\nabla})}{4\pi\epsilon_0} \vec{\nabla} \left[\frac{1}{\epsilon r} + \frac{2}{\pi r} \sum_n b_n \mathcal{F}(ik_n r) \right]$$

La fonction $\mathcal{F}(u)$ qui fut introduite par WATSON (1968), est définie par l'intégrale

$$(2.1.25) \quad \mathcal{F}(u) = \int_0^{\infty} \frac{\sin(t) dt}{t + iu}$$

où $\mathcal{F}(ik_n r)$ est une fonction rapidement décroissante de r , sauf quand k_n est proche de l'axe réel négatif. Elle se comporte alors plus ou moins comme une onde de nombre d'onde k_n , à condition que r ne soit ni trop grand ni trop petit, i.e.

$$(2.1.26) \quad |k_n|^{-1} < r < \text{Log } |k_n r| / |\text{Im}(k_n)|$$

où $\text{Im}(k_n)$ désigne la partie imaginaire de k_n . On peut considérer, à partir de l'équation (2.1.24), que le champ électrostatique est composé de la somme de deux termes : le premier proportionnel à ϵ^{-1} correspond au champ qui existerait dans un plasma froid ; le second est un terme qui dépend de la température et représente un champ "chaud". Ce dernier est la somme de n modes, chacun ayant un nombre d'onde k_n et un coefficient d'excitation b_n .

Il est facile de vérifier à partir de (2.1.22) que, en tenant compte du fait que $\mathcal{F}(0) \approx \pi/2$, le champ électrostatique devient à peu près égal à celui qui existerait dans le vide lorsque r devient petite comparée à la longueur de Debye. D'autre part, au voisinage de la fréquence plasma ($\omega \rightarrow \omega_p$), on peut montrer (ROOY et al., 1972) que

$$(2.1.27) \quad \frac{1}{\epsilon r} + \frac{2}{\pi r} \sum_n b_n (ik_n r) \rightarrow \frac{i}{\lambda_D} \frac{1}{(3\epsilon)^{1/2}} + \left(\frac{r}{6\lambda_D^2} + \frac{5}{3r} \right) + \frac{2}{\pi r} \sum_n b_n \mathcal{F}(ik_n r)$$

où

$$(2.1.28) \quad \lambda_D = v_e / \omega_p$$

est la longueur de Debye. On peut voir que dans l'expression asymptotique (2.1.27) seul le premier terme devient infini à la fréquence plasma; cependant, étant donné qu'il est indépendant de la distance son gradient s'annule. D'autre part rappelons que nous sommes principalement intéressés par des distances qui sont grandes comparées à λ_D . Dans ces conditions, le dernier terme de (2.1.27), qui décroît plus rapidement que r^{-1} , devient négligeable. Cette dernière approximation est valable dès que $r/\lambda_D \geq 5$. Dans ces conditions au voisinage de ω_p , l'expression du champ électrostatique est

$$(2.1.29) \quad \vec{E}_{es}(\vec{r}, \omega_p) \approx \frac{\vec{M}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[\frac{1}{6} \left(\frac{r}{\lambda_D} \right)^2 - \frac{5}{3} \right] - \frac{(\vec{M} \cdot \vec{r}) \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^5} \left[\frac{1}{6} \left(\frac{r}{\lambda_D} \right)^2 - 5 \right]$$

Ceci montre que comme dans le cas du champ EM, le champ électrostatique reste fini à la fréquence de plasma.

II.1.2 - Approximation quasi-statique

Il est bien connu que, près de la fréquence plasma et à des distances qui ne sont pas trop éloignées de la source, les ondes électrostatiques excitées par un dipole sont généralement associées à des champs électriques beaucoup plus intenses que ceux des ondes EM (ANDRONOV, 1966). Par conséquent lorsque l'on calcule le champ électrique dans ces conditions, il semble légitime d'ignorer \vec{E}_{em} :

c'est l'approximation quasi-statique dont nous allons étudier la validité en comparant les modules de \vec{E}_{es} et de \vec{E}_{em} .

Tout d'abord plaçons-nous au voisinage de la fréquence plasma et dans une direction parallèle à \vec{M} . Il est facile de montrer à partir de (2.1.16) et (2.1.29) que

$$(2.1.30) \quad \left| \frac{E_{em}}{E_{es}} \right| \approx \frac{3}{10} \left(\frac{v_e}{c} \right)^2 \left(\frac{r}{\lambda_D} \right)^2 \quad (\theta = 0 \text{ ou } \pi)$$

Si nous prenons $v_e = 300 \text{ km s}^{-1}$, ce qui correspond à une température électronique d'à peu près 6000°K (limite supérieure des valeurs rencontrées dans l'ionosphère), et $r = 100\lambda_D$ (ce qui est la plus grande distance entre les dipôles qui nous intéresse), alors la valeur du rapport (2.1.30) est de 3×10^{-3} . De plus, toujours pour $\omega = \omega_p$, mais dans une direction perpendiculaire à \vec{M} , nous obtenons

$$(2.1.31) \quad \left| E_{em} / E_{es} \right| \approx 3(v_e/c)^2 \quad (\theta = \pi/2)$$

Il est intéressant de noter que ce rapport est indépendant de r . Il prend la valeur de 3×10^{-6} pour $v_e = 300 \text{ km s}^{-1}$, ce qui est considérablement moins que dans la direction parallèle à \vec{M} .

A des fréquences autres que ω_p , il n'est pas possible d'obtenir des expressions simples pour le rapport de $|E_{em}/E_{es}|$, qui doit donc être calculé numériquement. Les résultats sont présentés sur la figure 5 qui montre, en fonction de ω/ω_p , le rapport $|E_{em}/E_{es}|$ dans des directions parallèle et perpendiculaire à \vec{M} et pour les mêmes valeurs de r et de v_e que celles utilisées précédemment. On peut voir sur cette figure un pic qui apparaît à ω_p dans la direction parallèle à \vec{M} . Ce pic résulte de la très faible valeur de $|E_{es}|$ dans cette direction pour $\omega = \omega_p$, comme le prouve l'équation (2.1.29). Cependant cette courbe montre que pour $\omega = 2\omega_p$ la valeur de $|E_{em}/E_{es}|$ est de l'ordre de 1.5×10^{-2} , si bien que l'on peut utiliser l'approximation quasi-statique avec une très bonne approximation dans un intervalle de fréquences compris entre $0.5\omega_p$ et $2\omega_p$. Par conséquent, dans la suite de cette thèse, nous assimilerons le champ électrique total au champ électrostatique.

II.1.3 - Approximation de l'onde de Landau

Suivant les notations de DERFLER (1965) ainsi que DERFLER et SIMONEN (1969), nous désignons par k_1 et k_{-2} les deux racines de l'équation de dispersion qui sont les plus excitées près de la fréquence plasma. Ces auteurs ont tabulé les valeurs de k_1 et de k_{-2} dans l'intervalle de fréquence $0 \leq \omega \leq 3\omega_p$. Nous avons

$$(2.1.32) \quad k_1 = -k_{-2}^*$$

où l'astérisque désigne le complexe conjugué.

A des fréquences situées juste au-dessus de ω_p , les parties réelles de k_1 et de k_{-2} sont données par la relation de Bohm et Gross. En prenant en compte les termes de deuxième ordre dans le développement asymptotique de la fonction de Fried et Conte, dans la limite des grandes longueurs d'onde, cette relation peut s'écrire

$$(2.1.33) \quad \omega^2 - \omega_p^2 = 3k^2 v_e^2 (\omega_p/\omega)^2 \left[1 + 5k^2 v_e^2 / \omega^2 \right]$$

Les parties imaginaires, qui sont toutes les deux positives, sont très petites comparées aux parties réelles. La racine k_1 est proche de l'axe réel négatif, tandis que k_{-2} est proche de l'axe réel positif. Donc, ainsi qu'il a été expliqué dans la section II.1.1., le mode $n = -2$ est évanescent et n'apporte qu'une très faible contribution au champ électrique. En utilisant les relations (2.1.23) et (2.1.24), le champ électrique se met sous la forme suivante :

$$(2.1.34) \quad \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{(\vec{M} \cdot \nabla)}{4\pi\epsilon_0} \vec{\nabla} \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\epsilon} - \frac{2k_1^2 v_e^2}{\pi(\omega^2 - \omega_p^2 - 3k_1^2 v_e^2)} \mathcal{F}(ik_1 r) \right] \right\}$$

Le domaine de validité de cette approximation est représenté sur la figure 6, en fonction de la fréquence et de la distance r . Elle est correcte à travers toute la région hachurée de la droite vers la gauche. Pour des très faibles et des très grandes valeurs de $k_1 r$, la fonction $\mathcal{F}(ik_1 r)$ tend respectivement vers $\pi/2$ et $(k_1 r)^{-1}$; elle ne se comporte alors plus comme une onde progressive. Par contre, si $k_1 r$ vérifie l'inégalité (2.1.26), alors $\mathcal{F}(ik_1 r) \approx \pi \exp(ik_1 r)$, si bien qu'il lui correspond une onde faiblement amortie dont la longueur d'onde

est $\lambda_1 = 2\pi/|R_e(k_1)|$. Dans ces conditions, le champ électrique peut s'écrire :

$$(2.1.35) \quad \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{(\vec{M} \cdot \vec{\nabla})}{4\pi\epsilon_0} \vec{\nabla} \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\epsilon} - \frac{2k_1^2 v_e^2}{(\omega^2 - \omega_p^2 - 3k_1^2 v_e^2)} \exp(ik_1 r) \right] \right\}$$

Le domaine de validité de cette dernière approximation correspond à la région hachurée de gauche à droite sur la figure 6. Le principal point de désaccord vis-à-vis de l'approximation précédente correspond à une petite région située autour de $\omega \approx \omega_p$.

Quand $\omega < \omega_p$, la racine k_{-2} qui se trouve sur le demi-axe imaginaire négatif, est la plus fortement excitée, tandis que k_1 l'est beaucoup moins. La racine k_{-2} donne alors naissance à une onde évanescente, et une expression similaire à (2.1.34), dans laquelle $-k_{-2}$ prend la place de k_1 , peut être utilisée comme première approximation (SIMONEN, 1966).

Supposons maintenant que le dipole, situé à l'origine du système de coordonnées représenté sur la figure 4a, ait son axe parallèle à Oz . Nous allons calculer le champ électrique tout d'abord dans une direction parallèle à l'axe du dipole, puis dans une direction perpendiculaire. De plus, nous nous limitons uniquement aux domaines de fréquences situées au-dessus de ω_p , pour lesquels le champ électrique présente des oscillations spatiales. Dans la direction parallèle à l'axe du dipole, nous obtenons :

$$(2.1.36) \quad \vec{E}_1(\vec{r}, \omega) = \frac{2M}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[\frac{1}{\epsilon} + 2b_1(1 - ik_1 r - \frac{1}{2}k_1^2 r^2) \exp(ik_1 r) \right]$$

tandis que dans la direction perpendiculaire

$$(2.1.37) \quad \vec{E}_2(\vec{r}, \omega) = - \frac{M}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[\frac{1}{\epsilon} + 2b_1(1 - ik_1 r) \exp(ik_1 r) \right]$$

Ainsi que nous l'avons signalé au paragraphe II.1.1, ces deux relations montrent que le champ électrique peut être décomposé en la somme d'un "champ froid" E_f et d'un "champ chaud" E_c , l'existence de ce dernier étant lié à l'onde de Landau. Nous avons

$$(2.1.38) \quad E_{f1} = -2 E_{f2} = \frac{M}{2\pi\epsilon_0 \epsilon r^3}$$

Sur les figures 7 et 8 nous avons représenté le module et la phase du rapport E_c/E_f , en fonction de r/λ_D , pour trois fréquences différentes. Toutes ces courbes commencent à la valeur $r/\lambda_D=5$, valeur au-dessus de laquelle l'approximation de l'onde de Landau est toujours vérifiée dans le domaine de fréquences considéré ici. A partir de ces figures on peut voir que pour des fréquences situées juste au-dessus de ω_p , l'onde de Landau E_c est toujours plus fortement excitée dans la direction parallèle à l'axe du dipole que dans la direction perpendiculaire. D'autre part le champ électrique E_c peut être négligé à des distances r suffisamment éloignées du dipole lorsque la fréquence angulaire ω est assez supérieure à ω_p . A titre d'exemple pour $\omega=1.5\omega_p$; on peut voir que c'est le cas pour des valeurs de r excédant $100\lambda_D$ dans la direction parallèle, et $60\lambda_D$ dans la direction perpendiculaire. De plus à une fréquence fixe, la phase de E_c/E_f varie progressivement en fonction de la distance, si bien qu'il existe certaines distances pour lesquelles E_c et E_f sont soit en phase soit en antiphasé. On peut donc espérer que les points où $\arg(E_c/E_f)=0$ (modulo 2π) correspondent approximativement à des maxima pour le champ électrique total, tandis que les points $\arg(E_c/E_f) = \pm\pi$ (modulo 2π) correspondent à des minima. La correspondance ne peut cependant pas être exacte, car les modules de E_c et de E_f varient tous les deux avec la fréquence et ces variations affectent les conditions d'extréma.

Ces quelques considérations peuvent être vérifiées sur les figures 9 et 10, où nous avons représenté les variations du module du champ électrique total, normalisé par rapport à E_f , en fonction de la distance. Les interférences entre le champ "froid" et le champ "chaud" sont d'autant plus prononcées que les amplitudes de E_f et de E_c sont à peu près égales (i.e. pour $\omega \approx 1.5\omega_p$) dans la direction parallèle à l'axe du dipole, et pour $\omega \approx 1.3\omega_p$ dans la direction perpendiculaire.

II.2 - IMPEDANCE DE TRANSFERT

II.2.1. - Sonde à deux dipôles

Connaissant le champ électrique créé par un dipôle, il est facile de calculer l'impédance de transfert entre les deux dipôles qui constituent la sonde. Dans ce but, il nous faut calculer la différence de potentiel V qui apparaît entre les électrodes du dipôle récepteur, quand on force un courant I à traverser le plasma entre les électrodes du dipôle émetteur. Nous nous limitons à deux orientations possibles des dipôles, pour lesquelles ils sont parallèles entre eux. Dans la première (figure 11a), les dipôles sont également parallèles à la ligne joignant leurs centres. Dans la seconde (figure 11b), ils sont perpendiculaires à cette ligne. Ces deux configurations sont habituellement désignées sous le nom de première et seconde position de Gauss. Les impédances de transfert correspondant à la première (parallèle) et seconde (perpendiculaire) positions seront désignées par Z_{d1} et Z_{d2} respectivement.

L'expression de ces impédances est calculée à partir des trois relations suivantes : tout d'abord la relation $\vec{M} = (\vec{\lambda}_a / i\omega) I$, entre le courant émis I et le moment électrique \vec{M} du dipôle émetteur, dont $\vec{\lambda}_a$ est la longueur effective ; puis la relation (2.1.17) qui - d'après l'approximation quasi-statique - relie \vec{M} au champ électrique \vec{E} dans le plasma, et à partir de laquelle nous pourrions obtenir le champ \vec{E}_b existant au niveau de l'antenne de réception ; enfin la relation entre \vec{E}_b et la différence de potentiel reçue V , c'est-à-dire

$$(2.2.1) \quad V = \vec{\lambda}_b \cdot \vec{E}_b$$

où $\vec{\lambda}_b$ est la longueur effective du dipôle récepteur. En combinant ces trois relations, nous obtenons les expressions de l'impédance de transfert $Z = V/I$.

Lorsque les dipôles sont dans leur position parallèle, l'impédance

$$(2.2.2) \quad \text{est} \quad Z_{d1}(\omega) = \frac{\lambda_a \lambda_b}{2\pi^2 i\omega\epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \frac{dk}{\epsilon_{//}}$$

où l est la distance entre les deux dipôles. Dans la position perpendiculaire nous obtenons

$$(2.2.3) \quad Z_{d2}(\omega) = \frac{\lambda_a \lambda_b}{2\pi^2 i \omega \epsilon_0} \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial l} \int_0^{\infty} \frac{\sin(kl)}{kl} \frac{dk}{\epsilon_{//}}$$

Il est utile de normaliser les impédances de transfert par rapport à leur valeur dans le vide ; nous posons donc

$$(2.2.4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{Z}_{d1} = Z_{d1}/Z_{dv1} \quad \text{et} \quad \bar{Z}_{d2} = Z_{d2}/Z_{dv2} \\ Z_{dv1}(\omega) = -2Z_{dv2}(\omega) = \lambda_a \lambda_b / 2\pi i \omega \epsilon_0 l^3 \end{array} \right.$$

D'autre part en portant l'expression (2.1.21) dans (2.2.2) et (2.2.3), nous pouvons mettre les impédances de transfert sous la forme suivante :

$$(2.2.5) \quad \bar{Z}_{d1}(\omega) = \frac{1}{\epsilon} + \frac{2}{\pi} \sum_n b_n \left\{ \mathcal{F}(u_n) - u_n \mathcal{F}'(u_n) + \frac{1}{2} u_n^2 \mathcal{F}''(u_n) \right\}$$

$$(2.2.6) \quad \bar{Z}_{d2}(\omega) = \frac{1}{\epsilon} + \frac{2}{\pi} \sum_n b_n \left\{ \mathcal{F}(u_n) - u_n \mathcal{F}'(u_n) \right\}$$

$$\text{avec } u_n = ik_n l$$

Il est utile d'obtenir l'expression analytique des impédances au voisinage de la fréquence plasma. Pour cette fréquence les deux pôles k_1 et k_2 tendent vers zéro, tandis que les facteurs d'excitation b_1 et b_2 tendent vers l'infini. Dans ces conditions, un développement limité de la relation de Bohm et Gross en fonction de la petite quantité ϵ , conduit à

$$(2.2.7) \quad k_{-2} = -k_1 = \lambda_D^{-1} \left(\frac{\epsilon}{3}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{\epsilon}{6} - \frac{13}{72} \epsilon^2 + 0(\epsilon^3) \right]$$

$$(2.2.8) \quad b_{-2} = b_1 = -\frac{1}{2\epsilon} \left[1 - \frac{5}{3} \epsilon + 0(\epsilon^2) \right]$$

Etant donné que les coefficients d'excitation des pôles de Landau tendent vers l'infini, il semble légitime de négliger les contributions des autres racines près de la fréquence plasma. Les expressions des impédances de transfert deviennent alors

$$(2.2.9) \quad \bar{Z}_{d1}(\omega_p) \approx 5/3 \quad \bar{Z}_{d2}(\omega_p) \approx 5/3 - L_d^2/6$$

où $L_d = 1/\lambda_D$. Signalons que ces approximations ne sont valables que lorsque $L_d > 1$. Pour des petites distances ($L_d < 1$), les relations (2.2.5) et (2.2.6) conduisent à $\bar{Z}_d = 1$.

Etant donné que $L_d = 1/\lambda_D$, il en découle que si la distance entre les dipôles est constante, $\bar{Z}_{d1}(\omega_p)$ est indépendante de la longueur de Debye, tandis que $\bar{Z}_{d2}(\omega_p)$ varie comme λ_D^{-2} . Par conséquent, lorsque les dipôles sont placés dans leur position perpendiculaire, le signal transmis d'un dipôle à l'autre est d'autant plus fort que le plasma est dense et froid. D'autre part, il faut se rappeler que \bar{Z}_{d1} et \bar{Z}_{d2} sont en fait normalisées par rapport à leur valeur dans l'espace libre Z_{dv1} et Z_{dv2} , qui elles sont proportionnelles l^{-3} . Par conséquent, pour une valeur fixée de la longueur de Debye, $Z_{d1}(\omega_p)$ et $Z_{d2}(\omega_p)$ décroissent respectivement comme l^{-3} et l^{-1} lorsque la distance l augmente.

II.2.2 - Sonde quadripolaire

Nous allons étudier les deux configurations de la sonde quadripolaire représentées sur les figures 2a et 2b, qui sont respectivement équivalentes aux configurations perpendiculaire et parallèle de la sonde à deux dipôles. Dans le but de calculer l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire, il nous faut déterminer la différence de potentiel induite sur le dipôle récepteur quand on force un courant I à traverser le plasma entre les sphères du dipôle émetteur. Etant donné que dans ce cas, la longueur des dipôles ne peut plus être négligée par rapport à la distance ρ qui les sépare, il est utile de se représenter les deux sphères émettrices comme étant deux sources ponctuelles de courant indépendantes, l'une émettant un courant $+I$ et l'autre $-I$. Il est alors bien connu (CHASSERIAUX, 1973) que, dans le cadre de l'approximation quasi-statique, l'expression de potentiel $\phi(\vec{r})$ créé par une source ponctuelle de courant I à une distance \vec{r} , est donnée par

$$(2.2.10) \quad \phi(\vec{r}) = \frac{I}{2\pi^2 i\omega\epsilon_0} \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{dk}{\epsilon_{//}}$$

A partir de cette formule, il est facile de calculer les impédances de transfert. Pour la configuration parallèle (figure 2b),

nous obtenons

$$(2.2.11) \quad Z_{q1}(\omega) = \frac{1}{2\pi^2 i\omega\epsilon_0} \int_0^\infty \left[\frac{\sin(\frac{k\rho}{2})}{(\frac{k\rho}{2})} + \frac{\sin(\frac{3k\rho}{2})}{(\frac{3k\rho}{2})} - \frac{2\sin(k\rho)}{k\rho} \right] \frac{dk}{\epsilon_{//}}$$

tandis que pour la configuration perpendiculaire

$$(2.2.12) \quad Z_{q2}(\omega) = \frac{1}{2\pi^2 i\omega\epsilon_0} \int_0^\infty \left[\frac{\sin(k\rho)}{k\rho} - \frac{\sin(k\rho\sqrt{2})}{k\rho\sqrt{2}} \right] \frac{dk}{\epsilon_{//}}$$

Ici aussi, il est utile de normaliser ces impédances par rapport à leur valeur dans le vide ; nous posons donc

$$(2.2.13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{Z}_{q1} = Z_{q1}/Z_{qv1} \quad \text{et} \quad \bar{Z}_{q2} = Z_{q2}/Z_{qv2} \\ Z_{qv2}(\omega) = \frac{3(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} Z_{qv1}(\omega) \quad Z_{qv1}(\omega) = \frac{1}{2\pi i\omega\epsilon_0 \rho} \left| 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right| \end{array} \right.$$

En procédant d'une manière analogue à celle décrite dans le précédent paragraphe, les impédances normalisées se mettent sous la forme

$$(2.2.14) \quad \bar{Z}_{q1}(\omega) = \frac{1}{\epsilon} + \frac{2}{\pi} \sum_n b_n [3\mathcal{F}(\alpha_n/2) + \mathcal{F}(3\alpha_n/2) - 3\mathcal{F}(\alpha_n)]$$

$$(2.2.15) \quad \bar{Z}_{q2}(\omega) = \frac{1}{\epsilon} + \frac{2}{\pi} (\sqrt{2} - 1)^{-1} \sum_n b_n [\sqrt{2} \mathcal{F}(\alpha_n) - \mathcal{F}(\alpha_n\sqrt{2})]$$

avec $\alpha_n = ik_n\rho$. Au voisinage de la fréquence plasma nous obtenons

$$(2.2.16) \quad \bar{Z}_{q1}(\omega) \approx 5/3 \quad \bar{Z}_{q2}(\omega) \approx 5/3 - L_q^2 \sqrt{2}/6$$

où $L_q = \rho/\lambda_D$. Comme auparavant, ces approximations sont exactes quand $L_q > 1$, les expressions (2.2.14) et (2.2.15) conduisent à $\bar{Z}_q = 1$ lorsque $L_q < 1$.

Pour une longueur de Debye fixée, le comportement en fonction de ρ de l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire près de ω_p , est très différent de celui de la sonde à deux dipôles. De fait, étant

donné que Z_{qv1} et Z_{qv2} sont proportionnelles à ρ^{-1} , l'impédance $Z_{q1}(\omega_p)$ décroît comme ρ^{-1} , tandis que $Z_{q2}(\omega_p)$ croît avec ρ .

Dans la prochaine section, nous allons examiner les similitudes et les différences dans le comportement des deux sondes.

II.3 - COMPARAISON DE LA SONDE A DEUX DIPOLES ET DE LA SONDE QUADRIPOLAIRE DANS UN PLASMA MAXWELLIEN

Signalons tout d'abord que les calculs ayant trait à la réponse de ces deux sondes, ont été effectués numériquement en prenant une fonction Maxwellienne comme fonction de distribution des électrons. Dans ces conditions la constante diélectrique longitudinale $\epsilon_{//}(k, \omega)$ peut être exprimée à l'aide de la fonction de Fried et Conte (2.1.18). Ces calculs ont été entrepris à partir des expressions intégrales (2.2.2) et (2.2.3) de l'impédance de transfert de la double sonde, et des expressions (2.2.11) et (2.2.12) de l'impédance de la sonde quadripolaire. La description du programme d'intégration mis au point pour ces calculs, sera en partie donnée dans le prochain chapitre. Cependant dans cette section, nous ferons quelquefois appel à l'approximation de l'onde de Landau-développée au paragraphe II.1.3 - pour décrire de façon qualitative les résultats obtenus.

Dans les figures qui illustrent cette section, les courbes correspondant aux impédances de transfert de la double sonde seront tracées en traits continus, tandis que celles correspondant à la sonde quadripolaire seront tracées en tirets. Nous divisons les sondes en trois catégories : petites, moyennes et grandes sondes.

II.3.1 - Petites sondes

Ces sondes sont celles dont les dimensions caractéristiques sont au plus égales à une longueur de Debye ($L \leq 1$). Sur les figures 12a et 12b, nous avons tracé en fonction de la fréquence, et pour $L_d = L_q = 1$, les impédances normalisées de ces sondes, placées respectivement dans leurs configurations parallèle et perpendiculaire.

Dans les deux cas, les impédances normalisées restent proches de l'unité dans tout le domaine de fréquences considéré. Autrement dit, ces sondes se comportent plus ou moins comme dans le vide, et ne présentent aucun effect collectif.

II.3.2. - Sondes de taille moyenne

Ce sont des sondes pour lesquelles l'ordre de grandeur de L est tel que, dans le domaine de fréquences considéré - situé juste au-dessus de ω_p - la différence de phase entre les parties "froide" et "chaude" de l'impédance de transfert puisse atteindre 2π avant que la partie "chaude" ne soit complètement atténuée par amortissement Landau. Cette condition est approximativement remplie lorsque l'onde de Landau est exponentiellement atténuée de $\exp(-1)$ sur une distance égale à sa longueur d'onde (i.e. quand $\text{Re}(k_1) = 2\pi I_m(k_1)$). A partir des valeurs de k_1 tabulées par SIMONEN (1966), nous trouvons que cette condition est remplie pour une fréquence $\omega_1 = 1.41\omega_p$, fréquence pour laquelle la longueur d'onde est $\lambda_1 = 14\lambda_D$. Par conséquent, les dimensions caractéristiques des sondes de taille moyenne sont typiquement comprises entre $10 \leq L \leq 20$. Les figures 13 et 14 représentent les courbes obtenues pour $L_d = L_q = 18$.

Les effets collectifs apparaissent clairement. Dans la configuration perpendiculaire (figure 14), la sonde à deux dipôles et la sonde quadripolaire présentent chacune un maximum à la fréquence plasma. Par contre dans la configuration parallèle (figure 13), il se produit un minimum à ω_p , immédiatement suivi par un maximum situé à une fréquence légèrement supérieure. Mathématiquement, la très faible valeur de $\bar{Z}_{d1}(\omega_p)$ et de $\bar{Z}_{q1}(\omega_p)$ provient du fait que pour $\omega = \omega_p$, les impédances normalisées sont égales à $5/3$ quelle que soit la taille de la sonde ; tandis que dans la configuration perpendiculaire les valeurs de $\bar{Z}_{d2}(\omega_p)$ et de $\bar{Z}_{q2}(\omega_p)$ sont proportionnelles à L^2 .

De plus on peut voir à partir des figures 13 et 14, que pour une configuration donnée, les réponses en fréquence des deux types de sonde ont la même forme. Pour une certaine fréquence située au-dessus de ω_p , nous observons un minimum dans la courbe de réponse qui - pour une valeur donnée de L - est particulièrement bien défini quand les sondes sont dans leur configuration perpendiculaire. Ces "anti-résonances" sont dues à l'interférence entre le champ d'ondes électrostatiques "chaud" et le champ "froid" (i.e. celui qui existerait si le plasma était froid), ainsi qu'on peut le voir à partir d'une part des relations (2.2.5) et (2.2.6), et d'autre part, des relations (2.2.14) et (2.2.15). La position et la profondeur de ces anti-résonances dépendent de la géométrie de la sonde, et varient avec sa taille.

L'effet de la différence, due à la géométrie, apparaît clairement sur la figure 14. Pour la sonde quadripolaire l'anti-résonance se produit à une fréquence plus petite que celle de la double sonde. Rappelons que pour cette dernière sonde, la fréquence d'anti-résonance avait été interprétée dans la sous-section II.1.3 à l'aide de l'approximation de l'onde de Landau, comme étant la fréquence pour laquelle le terme plasma froid et l'onde de Landau sont à peu près en antiphasse. Par conséquent, la position de l'anti-résonance dépend de la taille de la double sonde. Le cas de la sonde quadripolaire est plus compliqué, car il existe différents chemins joignant une sphère émettrice à une sphère réceptrice. L'application de l'approximation de l'onde de Landau montre alors que ces différents chemins sont inclus dans la détermination de la fréquence d'anti-résonance.

A partir des explications que nous venons de fournir sur l'origine de la fréquence d'anti-résonance, on peut espérer que plusieurs de ces anti-résonances puissent se produire à des fréquences supérieures, lorsque la différence de phase entre les champs "froid" et "chaud" est un multiple impair de π . De fait, la raison pour laquelle un seul minimum est observé dans le cas de sondes de taille moyenne, découle de ce que les minima d'ordres supérieurs sont supprimés par suite de l'amortissement Landau. Cependant avec des sondes de taille supérieure, le premier minimum se produit plus près de la fréquence plasma et plusieurs minima d'ordres supérieurs peuvent apparaître, ainsi que nous allons le voir dans la prochaine section.

II.3.3. - Grandes sondes

Ce sont des sondes de dimensions assez grandes pour qu'à des fréquences situées au-dessus de ω_p , la différence de phase entre les deux parties de l'impédance de transfert puisse atteindre plusieurs multiples de 2π , avant que la partie "chaude" ne soit complètement amortie par effet Landau. Les réponses en fréquence de telles sondes sont représentées sur les figures 15 et 16 pour $L_d = L_q = 100$.

Les effets dûs aux différences existant entre les géométries des deux types de sonde apparaissent très clairement. Leurs réponses en fréquence diffèrent par les aspects suivants :

- Dans la réponse de la sonde quadripolaire, il apparaît de nombreux minima bien définis, ainsi que des maxima secondaires. Cependant la structure d'interférence (i.e. les positions relatives et les valeurs de ces différents extrêma) est très compliquée et très irrégulière. Ceci résulte de l'existence de plusieurs chemins, de différentes longueurs, allant d'une sphère émettrice à une sphère réceptrice.

- Pour la sonde à deux dipôles, il n'existe qu'un chemin allant de l'antenne émettrice à l'antenne réceptrice, si bien que la structure d'interférence est relativement simple. Malheureusement, les maxima et les minima sont très peu marqués, particulièrement dans la configuration parallèle (figure 15). Ceci est dû au fait que pour de grandes sondes, il y a souvent une importante disparité entre les amplitudes du champ "froid" et du champ "chaud", ainsi qu'on peut le voir sur les figures 7 et 8.

L'obtention de ces résultats pose donc la question de savoir si, avec de grandes sondes, la mesure de la structure d'interférence dans les courbes de $|Z(\omega)|$ est vraiment la méthode la plus appropriée pour déterminer la température électronique. Cette méthode fut suggérée par ROOY et al. (1972), à la lumière de leurs travaux théoriques concernant des sondes de taille moyenne, elle a été utilisée en pratique par CHASSERIAUX et al. (1972). Cette méthode s'avère techniquement pratique, car seule l'amplitude du signal reçu a besoin d'être mesurée. Cependant, nous avons vu que les extrêma de $|Z(\omega)|$ se produisent approximativement à des fréquences pour lesquelles il existe une certaine relation de phase entre le terme "froid" et le terme "chaud" entrant dans l'expression de l'impédance de transfert. Par conséquent la méthode consiste à utiliser le terme froid comme référence de phase, de manière à pouvoir déterminer quelques points spécifiques de la courbe représentant les variations du terme chaud. Evidemment, la méthode s'avèrerait bien plus précise, si nous pouvions mesurer entièrement cette dernière courbe. De fait le terme froid ne comporte aucune information sur la température électronique ; il peut être calculé directement si la fréquence de plasma et la géométrie de la sonde sont connues. De plus, il est également plus précis d'utiliser le signal émis comme référence de phase.

Ces quelques considérations permettent de penser qu'une meilleure méthode pourrait être utilisée pour mesurer la température électronique,

particulièrement à l'aide de grandes sondes. Cette méthode consisterait à mesurer, non seulement le module, mais également la partie réelle de l'impédance de transfert. En effet la partie réelle, qui est nulle pour un plasma froid, contient toute l'information sur la température électronique car elle ne dépend que du terme "chaud".

Sur les figures 17 et 18 nous avons respectivement représenté les variations des parties réelles \bar{R}_1 et \bar{R}_2 des deux impédances Z_1 et Z_2 , normalisées par rapport aux modules de ces impédances dans le vide, en fonction de ω/ω_p . Comme auparavant les courbes en traits continus se rapportent à la double sonde, et les courbes en tirets à la sonde quadri polaire. Dans le but de représenter l'intervalle total de variation de \bar{R}_1 et \bar{R}_2 , nous avons utilisé une échelle linéaire lorsque les valeurs des parties réelles sont plus petites que 10, et une échelle logarithmique pour de plus grandes valeurs. Par conséquent, tout changement de pente de courbes à la valeur 10 est artificiel.

L'examen des figures 17 et 18 montre que les parties réelles des impédances sont pratiquement nulles lorsque $\omega < \omega_p$, puis croissent rapidement jusqu'à un maximum situé juste au-dessus de ω_p ; elles oscillent alors lorsque la fréquence augmente. Il faut également souligner que les oscillations de $\bar{R}(\omega)$ sont plus régulières pour la sonde à deux dipôles que pour la sonde quadripolaire. C'est pourquoi il semble préférable d'utiliser la première sonde pour la détermination de la température électronique. Toutefois la méthode de mesure que nous préconisons peut être également appliquée à tout type de sonde quadri polaire.

Désignons par ω_m , la fréquence angulaire du zéro d'ordre m des parties réelles R_1 et R_2 de Z_{d1} et de Z_{d2} . Les figures 19a) et 19b) représentent la variation de la fréquence angulaire de chaque zéro en fonction de $L=1/\lambda_D$, lorsque la double sonde est respectivement placée dans sa configuration parallèle ou perpendiculaire. A l'aide de ces graphiques, les fréquences ω_m peuvent être utilisées pour mesurer la longueur de Debye du plasma, et donc pour déterminer la température électronique T_e lorsque la fréquence de plasma est connue.

La procédure que nous venons de décrire devrait s'avérer plus précise que celle basée sur la mesure des fréquences d'anti-résonance : d'une part parce que les zéros de $R(\omega)$ sont bien mieux définis que les anti-résonances de $|Z(\omega)|$, et d'autre part parce qu'elle permet d'utiliser de grandes distances de propagation entre les dipôles.

En conclusion il apparaît donc que l'avantage d'une grande sonde à deux dipôles, est que sa réponse en fréquence est plus facile à interpréter que celle d'une sonde quadripolaire de même taille. Cependant, étant donné que la taille des antennes dipôles - qui constituent la double sonde - est très petite, il en résulte que son impédance de transfert est très faible. L'impédance d'une telle sonde est en effet proportionnelle au produit des longueurs effectives des antennes, ainsi que le montrent les relations (2.2.2) et (2.2.3). Par conséquent, si nous augmentons les longueurs des deux dipôles, l'impédance de transfert croît comme le carré du rapport des nouvelles longueurs aux anciennes tant que la géométrie de la sonde n'est pas changée (i.e. tant que la longueur individuelle des dipôles reste au moins un ordre de grandeur inférieur à leur séparation).

Donnons un exemple concret pour illustrer cette dernière remarque. Prenons deux dipôles séparés par $100\lambda_D$, dont les longueurs effectives sont $\lambda_a = \lambda_b = \lambda_D/10$. Les calculs numériques montrent que dans l'ionosphère, l'impédance de transfert d'une telle double sonde est comprise entre 0.5 et 2 Ohms. Evidemment à partir d'aussi faibles impédances, il serait très difficile de mesurer avec précision la densité et la température électroniques. Prenons maintenant le cas illustré sur la figure 20, pour lequel la longueur effective des dipôles est de $10\lambda_D$ tandis que leur séparation est de $100\lambda_D$. Dans ces conditions l'impédance de transfert est 10^4 fois plus grande que la précédente, et dans l'ionosphère sa valeur varie entre 5×10^3 et 2×10^4 Ohms.

D'autre part, la réponse en fréquence de cette dernière sonde, est pratiquement la même que celle obtenue avec des dipôles infinitésimaux. C'est le cas de la sonde schématisée sur la figure 20b, dont la réponse en fréquence (que nous n'avons pas tracée) ne peut être distinguée de celle représentée sur la figure 16. La raison en est que dans cette configuration, la différence entre les distances minimales et maximales allant d'une

sphère émettrice à une sphère réceptrice n'est que de 0.5%. Par contre, dans la configuration représentée sur la figure 20a, cette différence est de 20%, si bien que la réponse de cette sonde est légèrement différente de ce qu'elle serait si les dipôles étaient infinitésimaux (voir figure 21).

Dans la suite de cette étude nous continuerons, dans un but de simplification, à développer la théorie en considérant les dipôles comme infinitésimaux.

III. SPECTRE CROISE DU MICROCHAMP MESURE PAR DEUX PETITS DIPOLES DANS UN PLASMA CHAUD ISOTROPE.

De nombreux auteurs, parmi lesquels KUEHL (1966, 1967) ainsi que FEJER et KAN (1969), ont étudié théoriquement les propriétés du spectre de puissance des signaux aléatoires induits par le microchamp du plasma sur une antenne dipole. Ils ont montré que l'on pouvait déterminer les propriétés physiques du plasma à l'aide de la mesure de ce spectre, à condition que la longueur de l'antenne soit grande devant la longueur de Debye. Leur théorie prévoit que le spectre devrait présenter un pic juste au dessus de la fréquence plasma : la densité électronique du plasma peut alors être déduite de la fréquence du pic, et la température de sa hauteur ou de sa largeur. Malheureusement, ces prévisions théoriques risquent de se révéler inexactes dans la pratique, car une grande antenne perturbe nécessairement le plasma : elle s'entoure d'une gaine d'ions dont la théorie ne tient pas compte. D'autre part, si on envisage d'utiliser une antenne plus petite que la longueur de Debye, alors la théorie montre que le spectre de puissance est dominé par la contribution individuelle des électrons situés à l'intérieur de la sphère de Debye, et qu'il ne présente aucune caractéristique pouvant s'appliquer au diagnostic des plasmas.

Ces difficultés d'ordre pratique peuvent être contournées en employant la sonde à deux dipôles de la manière suivante : au lieu de mesurer le spectre de puissance des signaux aléatoires reçus sur une seule antenne, on mesure le spectre croisé des signaux reçus sur deux antennes de la manière représentée sur la figure 3a. Ce spectre croisé est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation croisée des signaux. Les deux antennes doivent être séparées par une distance grande devant la longueur de Debye. Dans ces conditions les sphères de Debye situées autour des antennes ne se chevauchent pas, si bien que la contribution des signaux engendrés par les électrons situés à l'intérieur de cette sphère, s'élimine lorsque l'on effectue la corrélation croisée. Les seules contributions proviennent alors des ondes thermiques excitées naturellement, qui parviennent à traverser l'espace compris entre les deux antennes sans être amorties de manière excessive. Or, mis à part les fréquences situées juste au dessus de la fréquence plasma, ces ondes sont très fortement amorties. C'est pourquoi on s'attend à ce que le spectre croisé présente un pic légèrement au dessus de la fréquence plasma, et à ce que les propriétés de ce pic puissent être utilisées pour le diagnostic des plasmas.

Les mesures du spectre croisé, appliquées au diagnostic des plasmas, commencent à être couramment utilisées. Dans des expériences effectuées sur des plasmas stables, le spectre croisé des fluctuations acoustiques ionique a été utilisé pour mesurer le coefficient de diffusion ambipolaire (MILLS et al, 1970), ainsi que la densité du plasma en présence de collisions (GEISSLER et al, 1972). La même technique a également été employée dans le cas de plasmas instables, spécialement pour mesurer le spectre de champs d'ondes turbulentes ; un résumé de telles mesures a été effectué par HOOPER (1971). Plus récemment HARKER et al, (1975) ont employé cette technique pour l'étude de la turbulence acoustique ionique. La description des moyens techniques mis en oeuvre pour mesurer les spectres croisés, a été donnée par HARKER et ILIC (1974).

Jusqu'à maintenant, la plupart des expériences utilisant la mesure du spectre croisé comme moyen de diagnostic du plasma, ont été effectuées en étudiant les courants de saturation ioniques, mesurés par de petites sondes de Langmuir sphériques. Cependant, dans certains cas, de très longs temps d'intégration ont été nécessaires pour obtenir des résultats statistiquement significatifs. Dans la méthode que nous nous proposons d'employer à l'aide de la sonde à deux dipôles, nous espérons éviter cette difficulté en étudiant les fluctuations du champs électrique, et en travaillant à de plus hautes fréquences situées aux alentours de la fréquence plasma.

III.1. Spectre croisé des signaux reçus

III.1.1. Statistique du microchamp électrique

Le premier problème qui se pose à nous, est de caractériser le microchamp électrique dans le plasma. Ce champ a trois composantes E_p , où l'indice p se rapporte aux trois axes Ox , Oy et Oz d'un système de coordonnées Cartésiennes. Chaque composante varie à la fois dans le temps et dans l'espace, mais nous supposons que les fluctuations temporelles sont statistiquement stationnaires, et que le plasma est homogène. Dans ces conditions, en un point fixe, la statistique des fluctuations temporelles est décrite par neuf fonctions de corrélations spatio-temporelles C_{pq} , ou par les spectres de puissance correspondants S_{pq} . Plus précisément, cette statistique est décrite par trois fonctions d'auto-corrélation ($p = q$), et par six fonctions de corrélation croisée ($p \neq q$) ou par les spectres de puissance propre et les spectres de puissance croisée correspondants.

Etant donné que différents auteurs divergent sur la définition de ces fonctions, nous allons caractériser celles que nous emploierons. Les fonctions de corrélation sont données par

$$(3.1.1.) \quad C_{pq}(\vec{\rho}, \tau) \equiv \langle E_p(\vec{r}, t) E_q(\vec{r} - \vec{\rho}, t - \tau) \rangle$$

où les parenthèses indiquent une moyenne sur un système, prise en un point donné \vec{r} et à un instant donné t . Etant donné les hypothèses d'homogénéité spatiale et de stationnarité temporelle que nous avons formulées, il en découle que les fonctions C_{pq} sont indépendantes de \vec{r} et de t , et que de plus elles auraient pu tout aussi bien être définies en termes de moyenne sur l'une ou l'autre de ces variables.

Les spectres de puissance sont définis par

$$(3.1.2.) \quad S_{pq}(\vec{k}, \omega) \equiv \lim_{V, T \rightarrow \infty} \frac{1}{VT} \langle E_p(\vec{k}, \omega) E_q^*(\vec{k}, \omega) \rangle$$

où $E_p(\vec{k}, \omega)$ est la transformée de Fourier dans l'espace et dans le temps, de la fonction obtenue en tronquant la composante du champ $E_p(\vec{r}, t)$ à une région sphérique de volume V , et à un intervalle de temps de durée T . D'après le théorème de Wiener-Kinchine, les fonctions de corrélation sont reliées aux spectres par transformée de Fourier.

$$(3.1.3.) \quad C_{pq}(\vec{\rho}, \tau) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int S_{pq}(\vec{k}, \omega) \exp[i(\omega\tau - \vec{k} \cdot \vec{\rho})] d\vec{k}$$

Nous utiliserons également certaines fonctions $C_{pq}(\vec{k}, \tau)$ et $S_{pq}(\vec{\rho}, \omega)$, qui peuvent être considérées respectivement comme des fonctions de corrélation dans le temps ou dans l'espace, associées à des spectres de puissance dans l'espace des vecteurs d'ondes ou dans l'espace des fréquences. Ces fonctions sont définies par les relations suivantes :

$$(3.1.4.) \quad C_{pq}(\vec{k}, \tau) \equiv \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \langle E_p(\vec{k}, t) E_q^*(\vec{k}, t - \tau) \rangle = \int C_{pq}(\vec{\rho}, \tau) \exp[i\vec{k} \cdot \vec{\rho}] d\vec{\rho}$$

$$(3.1.5.) \quad S_{pq}(\vec{\rho}, \omega) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle E_p(\vec{r}, \omega) E_q^*(\vec{r} - \vec{\rho}, \omega) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int S_{pq}(\vec{k}, \omega) \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{\rho}] d\vec{k}$$

Les fonctions de temps ou d'espace, sont supposées être tronquées de la manière décrite précédemment.

Dans cette thèse, la statistique du microchamp sera décrite au moyen des spectres de puissance. Or il est bien connu que chaque spectre est la somme de deux contributions ; l'une due aux ondes électromagnétiques transverses, et l'autre due aux ondes électrostatiques longitudinales (BIRMINGHAM et al, 1965). Comme première approche du problème, nous allons ignorer la contribution des ondes électromagnétiques (nous justifierons cette approximation plus loin). D'autre part, le plasma est considéré comme stable, homogène, isotrope et infini.

La contribution des ondes électrostatiques est très simple à calculer si on utilise le modèle de la "particule habillée", qui fut introduit pour la première fois par ROSTOKER (1961). Une particule test "habillée", est une particule chargée entourée par le nuage de charge d'espace qu'elle induit sur les autres particules, qui elles sont traitées comme un fond continu. D'après Rostoker le champ élémentaire $\delta\vec{E}$ créé en un point \vec{r} et à un instant t , par un électron "habillé" qui à l'instant $t = 0$ se trouvait au point \vec{r}_1 avec une vitesse \vec{v}_1 , est donné par

$$(3.1.6.) \quad \delta \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{ie}{(2\pi)^3 \epsilon_0} \int \frac{\vec{k} \exp[-i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] d\vec{k}}{k^2 \epsilon_{//}(\vec{k}, \omega = \vec{k} \cdot \vec{v}')}$$

où $\vec{r}' = \vec{r}_1 + \vec{v}_1 t$ et $\vec{v}' = \vec{v}_1$ sont respectivement la position et la vitesse de la particule à l'instant t , tandis que $\epsilon_{//}(k, \omega)$ est la constante diélectrique longitudinale, et e la charge de l'électron.

Le microchamp total $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est calculé en faisant la somme des champs élémentaires dûs à tous les électrons "habillés". Ces derniers sont considérés comme étant indépendants, se déplaçant en ligne droite avec une vitesse constante, et sans interaction entre eux. Dans ces conditions, leur contribution au microchamp s'ajoute de manière incohérente. A partir de ces hypothèses, il est très facile d'obtenir l'expression du spectre de puissance (MONTGOMERY et TIDMAN, 1964) ; le résultat est

$$(3.1.7.) \quad S_{pq}(\vec{k}, \omega) = \frac{ne^2}{\epsilon_0^2} \frac{k_p k_q}{k^4 [\epsilon_{//}(k, \omega)]^2} \int f(v) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) d\vec{v}$$

où n est la densité électronique, tandis que k_p et k_q sont les composantes axiales du vecteur \vec{k} . La fonction de distribution électronique $f(\vec{v})$ est normalisée de telle sorte que $\int f(\vec{v}) d\vec{v} = 1$, et $\delta(\omega)$ est la distribution de Dirac.

L'équation (3.1.7.) est valable pour tout plasma stable, qui ne se trouve pas nécessairement en équilibre thermique. Après quelques calculs on obtient l'expression donnée par BEKEFI (1966) :

$$(3.1.8.) \quad S_{pq}(\vec{k}, \omega) = - \frac{m_e}{\pi \epsilon_0} \frac{k_p k_q}{k^2} \text{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(\vec{k}, \omega)} \right] \frac{\int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) f(\vec{v}) d\vec{v}}{\int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \vec{k} \cdot \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial \vec{v}} d\vec{v}}$$

où m_e est la masse de l'électron, tandis que le symbole "Im" signifie que l'on prend la partie imaginaire.

D'autre part, lorsque le plasma se trouve en équilibre thermique, il est possible, à partir de considérations thermodynamiques, d'obtenir une autre expression pour $S_{pq}(\vec{k}, \omega)$ en appliquant le théorème de "fluctuation-dissipation". (CALLEN et WELTON). Nous obtenons

$$(3.1.9.) \quad S_{pq}(\vec{k}, \omega) = \frac{\kappa T_e}{\pi \omega \epsilon_0} \frac{k_p k_q}{k^2} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(\vec{k}, \omega)} \right]$$

où κ est la constante de Boltzmann.

Pour un plasma en équilibre thermique, les équations (3.1.8.) et (3.1.9) doivent être équivalentes. En écrivant cette condition, nous trouvons que $f(\vec{v})$ obéit à l'équation différentielle suivante :

$$(3.1.10.) \quad \int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) f(\vec{v}) d\vec{v} = - \frac{\kappa T_e}{m_e} \int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) (\vec{k}/\omega) \cdot \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial \vec{v}} d\vec{v}$$

qui doit être valable quelles que soient les valeurs de ω et \vec{k} . Si nous posons $\vec{u} = (\omega/k)\hat{k}$, où \hat{k} est le vecteur unitaire parallèle à \vec{k} , la fonction

$$(3.1.11.) \quad F(u) = \int \delta(u - \hat{k} \cdot \vec{v}) f(\vec{v}) d\vec{v}$$

est alors la fonction de distribution des vitesses dans la direction \hat{k} . L'équation différentielle (3.1.10) peut s'écrire

$$(3.1.12.) \quad \frac{dF(u)}{du} = - \frac{u du}{v_e^2}$$

où v_e est la vitesse thermique des électrons, définie par (2.1.19.)

La solution de (3.1.12.), est la distribution Maxwellienne à une dimension $F(u) = (2\pi)^{-1/2} v_e^{-1} \exp[-u^2/2v_e^2]$. D'autre part, étant donné que cette solution est indépendante de \hat{k} , il en découle que $f(\vec{v})$ est la distribution Maxwellienne, isotrope, tridimensionnelle

$$(3.1.13.) \quad f(\vec{v}) = (2\pi)^{-3/2} v_e^{-3} \exp[-v^2/2v_e^2]$$

Réciproquement, il est très facile de montrer qu'en reportant l'expression (3.1.13.) de $f(\vec{v})$ dans (3.1.8.) nous obtenons la relation (3.1.9.). Par conséquent, la condition nécessaire et suffisante pour que les relations (3.1.8.) et (3.1.9.) soient équivalentes, est que la fonction de distribution électronique soit Maxwellienne. Nous supposerons cette condition remplie dans la suite de ce chapitre.

III.1.2. Statistique des signaux reçus

Nous désirons maintenant étudier la corrélation des signaux reçus sur deux antennes dipôles plongées dans le plasma. Nous supposons que l'une des antennes, de longueur électrique $\vec{\lambda}_a$, est placée à l'origine d'un système de coordonnées, tandis que l'autre antenne, de longueur électrique $\vec{\lambda}_b$, se trouve à une distance \vec{T} de la première (figure 22a). Les longueurs λ_a et λ_b sont supposées être petites devant la longueur de Debye λ_D . Or, étant donné qu'au voisinage de la fréquence plasma les longueurs d'ondes électrostatiques sont grandes devant λ_D , chacune des antennes mesure la composante du microchamp parallèle à son axe, au point où elle est placée. Les signaux reçus sont :

$$(3.1.14.) \quad U_a(t) = \vec{\lambda}_a \cdot \vec{E}(\vec{r} = 0, t) \quad U_b(t) = \vec{\lambda}_b \cdot \vec{E}(\vec{r} = \vec{T}, t)$$

La statistique de ces signaux peut être décrite, soit à l'aide de deux fonctions d'autocorrélation et d'une fonction de corrélation croisée, soit à l'aide des deux spectres propres correspondants et du spectre croisé. Nous sommes uniquement intéressés par ce dernier, qui s'écrit

$$(3.1.15.) \quad s(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle U_a(\omega) U_a^*(\omega) \rangle$$

où $U(\omega)$ est la transformée de Fourier du signal obtenu en tronquant $U(t)$ à l'intervalle $-T/2 < t < T/2$. Evidemment

$$(3.1.16.) \quad s(\omega) = \lambda_{ap} \lambda_{bq} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle E_p(\vec{r}=0, \omega) E_q^*(\vec{r}=\vec{T}, \omega) \rangle$$

$$= \lambda_{ap} \lambda_{bq} S_{pq}(-\vec{T}, \omega) \quad \text{d'après la définition (3.1.5)}$$

Par convention, on effectue la somme sur les indices répétés. Dans les symboles λ_{ap} et λ_{bq} , le premier indice fait référence à l'antenne, tandis que le second désigne la composante axiale du vecteur caractérisant la longueur effective de l'antenne. Par conséquent, $s(\omega)$ dépend de l'orientation des deux antennes par rapport à la ligne \vec{T} joignant leur centre ; sa dépendance vis à vis des paramètres du plasma provient du terme $S_{pq}(-\vec{T}, \omega)$. Le calcul de ce dernier terme peut être effectué à partir de l'intégrale (3.1.5.), en utilisant l'expression (3.1.9.) de $S_{pq}(\vec{k}, \omega)$ qui s'applique au cas d'un plasma en équilibre thermique.

Pour calculer l'intégrale (3.1.5.) nous adoptons un système de coordonnées polaires ; nous posons donc $d\vec{k} = k^2 \sin\theta d\theta d\psi dk$ (les angles θ et ψ sont définis sur la figure 4b). Une fois les intégrations par rapport aux variables angulaires effectuées, nous obtenons

$$(3.1.17.) \quad S_{pq}(-\vec{l}, \omega) = -\frac{\kappa T_e}{2\pi^3 \omega \epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial l_p \partial l_q} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] dk$$

Il faut noter que, en général, les éléments non-diagonaux de ce tenseur ne s'annulent pas. A première vue, ceci peut paraître surprenant, étant donné que ces éléments caractérisent des composantes du champ électrique, perpendiculaires deux à deux, et que le plasma est isotrope. Cependant, il est facile de voir que, si \vec{l} est orientée de façon arbitraire, aucune considération de symétrie n'empêche de telles corrélations d'exister, mis à part le cas où $\vec{l}=0$. Prenons, par exemple, la situation représentée sur la figure 22b, dans laquelle les deux antennes se trouvent dans le plan Oxy, et sont orientées parallèlement aux axes Ox et Oy, tandis que \vec{l} est inclinée d'un angle arbitraire par rapport à ces axes.

Le signal reçu par l'antenne A peut être décomposé en deux contributions provenant des composantes du champ électrique, respectivement parallèle et perpendiculaire à \vec{l} dans le plan Oxy. Chacune de ces contributions est corrélée avec la contribution correspondante de l'antenne B, mais avec aucune autre. Par conséquent, il existe une corrélation finie entre les signaux reçus sur les deux antennes, et elle est égale à la somme des contributions provenant des composantes parallèles et perpendiculaires à \vec{l} . Evidemment, si nous adoptons un système de coordonnées dans lequel \vec{l} est parallèle à l'un des axes, alors le tenseur S_{pq} devient diagonal. Etant donné que ce choix simplifie l'analyse, sans aucune perte de généralité, nous supposons dans la suite de cette thèse que \vec{l} est parallèle à l'axe Oz.

Dans cette configuration, les conditions de symétrie entraînent que $S_{xx} = S_{yy}$, si bien que S_{pq} possède simplement deux composantes indépendantes. Nous allons considérer les systèmes d'antennes qui sont adaptés à la mesure de ces composantes. Dans les deux cas les deux antennes sont parallèles entre elles : elles peuvent être soit parallèles à la ligne joignant leurs centres (figure 11a), soit perpendiculaire à cette ligne (figure 11b).

Commençons par le cas où les deux dipôles sont parallèles à la ligne joignant leurs centres ; dans cette configuration les indices p et q prennent tous les deux la valeur z . Le spectre croisé des signaux reçus est alors $s_1(\omega) = \lambda_a \lambda_b S_{zz}(-\vec{l}, \omega)$, et l'intégrale (3.1.17.) s'écrit

$$(3.1.18.) \quad s_1(\omega) = - \frac{\kappa T_e \lambda_a \lambda_b}{2\pi^3 \omega \epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] dk$$

Prenons maintenant le cas où les deux dipôles sont perpendiculaires à la ligne joignant leurs centres ; dans cette configuration les indices p et q prennent tous les deux la valeur x (ou y). Le spectre croisé est alors $s_2(\omega) = \lambda_a \lambda_b S_{xx}(-\vec{l}, \omega)$; il prend la forme

$$(3.1.19.) \quad s_2(\omega) = - \frac{\kappa T_e \lambda_a \lambda_b}{2\pi^3 \omega \epsilon_0} \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial l} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] dk$$

Les expressions (3.1.18.) et (3.1.19.) auraient pu être obtenues de manière plus directe, en appliquant le théorème de Nyquist au quadripôle électrique constitué par les deux antennes. En fait, tout quadripôle linéaire passif peut être représenté par le circuit équivalent de la figure 1 ; dans ce circuit Z est l'impédance de transfert de la sonde à deux dipôles, mesurée dans le mode actif. Il apparaît alors immédiatement que la seule partie corrélée du bruit thermique, observé en circuit ouvert sur les deux paires d'électrodes, correspond au bruit généré dans la partie réelle de Z . En effet, le bruit thermique produit dans chacune des autres impédances, apparaît simplement sur une paire d'électrodes et pas sur l'autre. Par conséquent, l'application du théorème de Nyquist au quadripôle représenté sur la figure 1, conduit à

$$(3.1.20.) \quad s(\omega) = \frac{\kappa T_e}{\pi} \operatorname{Re} [Z(\omega)]$$

où le symbole Re indique que l'on prend la partie réelle. Appliquons cette relation aux deux configurations de la sonde à deux dipôles étudiées précédemment. Les impédances de transfert ont été calculées au chapitre II, et sont données par les relations (2.2.2.) et (2.2.3.). En insérant ces

relations dans l'équation (3.1.20.), il est facile de vérifier que l'on retrouve les expressions (3.1.18.) et (3.1.19.) du spectre croisé.

Il faut signaler que, dans le chapitre II, les impédances de transfert ont été calculées à l'aide de l'approximation quasi- statique. Le théorème de Nyquist montre que cette approximation revient à négliger la contribution des ondes électromagnétiques dans l'expression (3.1.9.) du spectre de puissance. De fait, nous avons montré précédemment que, près de la fréquence plasma le rapport du champ électromagnétique au champ électrostatique est de l'ordre de $(v_e/c)^2$, où v_e est la vitesse thermique et c la vitesse de la lumière. Par conséquent, si $v_e \ll c$, et si le plasma est en équilibre thermique, le spectre de puissance est entièrement dominé par la contribution des ondes électrostatiques.

Enfin, un dernier point qui doit être mentionné, est que la longueur des antennes n'apparaît pas dans la relation (3.1.20.). Donc cette équation n'est pas seulement valable pour les sondes à deux dipôles, mais également pour tout type de sonde quadripolaire.

III.2. Résultats numériques

Nous allons calculer numériquement le spectre croisé des signaux aléatoires thermiques, reçus sur les antennes d'une sonde à deux dipôles. Dans ce but, nous introduisons les paramètres sans dimension suivants :

$$(3.2.1.) \quad y = \omega/\omega_p \quad L = 1/\lambda_D$$

De plus, nous allons étudier uniquement les deux configurations précédemment décrites, dans lesquelles les deux antennes sont soit parallèles soit perpendiculaires à la ligne joignant leurs centres.

III.2.1. Dipôles parallèles à leur ligne des centres

Dans cette configuration, dont la géométrie est représentée sur la figure 11a, le spectre croisé $s_1(\omega)$ est donné par l'équation (3.1.18.). Dans le but de calculer cette intégrale, nous adoptons une nouvelle variable d'intégration

$$(3.2.2.) \quad x = \omega/(\sqrt{2} k v_e)$$

Mis à part le facteur numérique, cette variable est le rapport de la vitesse de phase des ondes électrostatiques et de la vitesse thermique des électrons. La constante diélectrique longitudinale (2.1.18.) peut être écrite sous la forme

$$(3.2.3.) \quad \epsilon_{//}(x) = 1 - y^{-2} \left[Z'_R(x) + i Z'_I(x) \right]$$

où $Z'_R(x)$ et $Z'_I(x)$ sont les fonctions de Fried et Conte (1961) :

$$(3.2.4.) \quad Z'_R(x) = -2x^2 \left\{ 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \right\}$$

$$(3.2.5.) \quad Z'_I(x) = 2\sqrt{\pi} x^3 \exp(-x^2)$$

Si x est réel, ces fonctions le sont également, si bien que que les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique s'écrivent

$$(3.2.6.) \quad \text{Re} [\epsilon_{//}(x)] = 1 - y^{-2} Z_R'(x)$$

$$(3.2.7.) \quad \text{Im} [\epsilon_{//}(x)] = -y^{-2} Z_I'(x)$$

Les fonctions de Fried et Conte sont représentées sur la figure 23, pour des valeurs de x réelles et positives. Il faut remarquer que pour de grandes valeurs de x (i.e. pour des ondes électrostatiques possédant des vitesses de phase très supérieures à la vitesse thermique), la fonction $Z_I'(x)$, qui caractérise l'amortissement Landau des ondes, s'annule, tandis que la fonction $Z_R'(x)$, qui caractérise leur propagation, tend vers 1.

Exprimé à l'aide des nouvelles variables définies dans (3.2.1.), le spectre croisé prend la forme

$$(3.2.8.) \quad s_1(y) = \lambda_a \lambda_b \frac{\kappa T_e \omega_p^2 y^3}{2\pi^{5/2} \epsilon_0 v_e^3 L} \int_0^{\infty} \frac{\left\{ \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2}}\right) \left(1 - \frac{4x^2}{y^2 L^2}\right) + \frac{2^{3/2} x}{yL} \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2}}\right) \right\}}{[y^2 - Z_R'(x)]^2 + Z_I'^2(x)} \exp(-x^2) dx$$

L'intégrant de l'équation (3.2.8.) peut être considéré comme le produit de deux fonctions, la première étant une fonction oscillante, tandis que la deuxième est

$$(3.2.9.) \quad g(x) = \frac{\text{Im} [1/\epsilon_{//}(x)]}{2\sqrt{\pi} y^2 x^3} = \frac{\exp(-x^2)}{[y^2 - Z_R'(x)]^2 + Z_I'^2(x)}$$

Sur la figure 24 nous avons représenté la fonction $g(x)$ pour différentes valeurs de y . Lorsque $y < 1$ (courbe i) ou lorsque $y \gg 1$ (courbe iii), cette fonction est monotone décroissante : par contre si $y \geq 1$, elle présente un pic (courbe ii). L'équation (3.2.9.) montre que

ce pic se produit pour une valeur de x telle que $Z_R'(x) = y^2$, condition pour laquelle la partie réelle de la constante diélectrique s'annule. A partir de la figure 23, nous pouvons voir que cette condition est satisfaite pour deux valeurs de x , lorsque $1 < y \leq 1.28$. Le pic présenté par $g(x)$ se produit pour la plus grande de ces deux valeurs ($x = x_R$), valeur pour laquelle $Z_I'(x)$ est la plus faible. Au fur et à mesure que la fréquence se rapproche de la fréquence plasma, $x_R \rightarrow \infty$, si bien que l'amortissement Landau devient très faible, et que le pic devient de plus en plus étroit et aigu.

L'intégrale (3.2.8.) a été calculée numériquement ; les méthodes utilisées sont décrites dans l'appendice A. Pour des fréquences situées juste au dessus de ω_p , la présence d'un pic très aigu dans l'intégrand rend caduque l'utilisation de méthodes numériques. On doit alors utiliser des approximations analytiques dans le but de calculer la contribution de ce pic à l'intégrale ; ces approximations sont développées dans l'appendice B. Dans certaines conditions cette contribution est prédominante, et une approximation analytique peut alors être obtenue pour le spectre croisé.

Les résultats de l'intégration sont représentés, en fonction de ω/ω_p , sur les figures 25 et 26, pour différentes valeurs de L ($L = 1, 10, 30$ et 50). Plus précisément nous avons représenté, sur ces figures, la quantité sans dimension suivante :

$$(3.2.10.) \quad \bar{s}_1(y) = s_1(y) \left(\frac{\kappa T}{\pi} e\right)^{-1} |Z_{dv1}|^{-1}$$

où $|Z_{dv1}|$ est le module de l'impédance de transfert entre deux dipôles dans le vide.

Il découle des arguments développés dans la section précédente que, pour un plasma en équilibre thermique, $\bar{s}_1(y)$ est égale à la partie réelle de Z_{d1} , normalisée par rapport à son module dans le vide.

Sur la figure 25 on peut voir que, lorsque la distance entre les deux dipôles est petite ($L \leq 1$), aucun effet collectif du plasma ne peut être observé : le spectre croisé est plat et sa valeur est faible.

Au contraire, quand cette distance est grande ($L \geq 10$), il apparait dans le spectre un pic situé juste au dessus de la fréquence plasma ; la figure 26 montre que ce pic devient de plus en plus aigu lorsque la valeur de L augmente. A de plus hautes fréquences, le spectre présente des oscillations dont l'amplitude décroît, et dont la largeur croît, quand la fréquence augmente.

Dans l'appendice B nous montrons que, dans le voisinage immédiat de la fréquence plasma où l'amortissement Landau devient très faible, il est possible d'obtenir une approximation analytique de l'intégrale (3.2.8.), plus précisément

$$(3.2.11.) \quad \overline{\Delta s}_1(y) \approx \frac{L^2 y^4}{(6+30/x_R^2)} \left\{ \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2}x_R}\right) \left(1 - \frac{4x_R^2}{y^2L^2}\right) + \frac{2^{3/2}x_R}{yL} \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2}x_R}\right) \right\}$$

$$= p_1 \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2}x_R}\right) + q_1 \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2}x_R}\right)$$

L'amplitude de cette fonction oscillante est

$$(3.2.12.) \quad (p_1^2 + q_1^2)^{1/2} = L^2 y^4 (6+30/x_R^2)^{-1} \left[1 + \frac{16 x_R^4}{y^4 L^4} \right]^{1/2}$$

En effet, les calculs numériques effectués indiquent que, si $L > 7$ et $1 < y \leq 1.1$, la majeure partie de la contribution au spectre croisé provient du pic de l'intégrand, et est obtenue pour $x = x_R$. Dans ces conditions, l'expression (3.2.11.) a une précision meilleure que 5 %. D'autre part, l'équation (3.2.12.) montre que lorsque $x_R \ll L/2$ (i.e. $kp > 1$), l'amplitude devient proportionnelle à L^2 . Cette inégalité est généralement satisfaite pour des fréquences situées juste au dessus de la fréquence plasma: par exemple, pour $y = 1.01$ nous avons $x_R = 8.8$, si bien que pour $L \geq 20$ l'amplitude de $\overline{s}_1(y)$ devient proportionnelle à L^2 . Etant donné que $\overline{s}_1(y)$ est normalisé par rapport à $|Z_{dv1}|$, qui est proportionnel à l^{-3} , l'amplitude du spectre non normalisé décroît approximativement comme l^{-1} lorsque l croît.

A partir des considérations que nous venons de développer, il apparaît que pour des fréquences telles que $1 < y < 1.1$, la formule (3.2.11.) puisse être utilisée comme une première approximation de l'intégrale (3.2.8.). Par conséquent, avec une précision qui est celle de cette formule, nous trouvons que les fréquences pour lesquelles le spectre croisé est nul, sont reliées par

$$(3.2.13.) \quad \tan \beta_m = \frac{2 \beta_m}{2 - \beta_m^2}$$

où $\beta_m = y_m L / (2^{1/2} x_R)$, tandis que $y_m = \omega_m / \omega_p$ est la fréquence normalisée du zéro d'ordre m du spectre, compté à partir de la fréquence plasma. Les trois premières racines de cette équation sont $\beta_{1,2,3} = 2.08, 5.94$ et 9.20 . Les racines d'ordres plus élevés, pour $m \geq 4$, sont données par $\beta_m = m\pi$.

Les maxima et les minima du spectre, correspondent grossièrement à $\beta_m - \pi/2$ et $\beta_m + \pi/2$, respectivement.

III.2.2. Dipôles perpendiculaires à leur ligne des centres

Cette configuration est représentée sur la figure 11b. Le spectre croisé correspondant obéit à l'équation (3.1.18.).

En utilisant le paramètre x , défini dans (3.2.2.), comme nouvelle variable d'intégration, nous obtenons

$$(3.2.14.) \quad s_2(y) = \lambda_a \lambda_b \frac{\kappa T_e \omega_p^2 y^2}{2^{1/2} \pi^{5/2} \epsilon_0 v_e^2 L^2} \int_0^\infty \left\{ \frac{2^{1/2} x}{yL} \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2} x}\right) - \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2} x}\right) \right\} x g(x) dx$$

où la fonction $g(x)$ est définie par (3.2.9.)

L'intégrale (3.2.14.) a été calculée numériquement en fonction de y , pour différentes valeurs de L . Les résultats sont présentés sur les figures 27 et 28 pour $L = 1, 10, 30$ et 50 . En ordonnée nous avons porté la quantité

$$(3.2.15.) \quad \overline{s}_2(y) = s_2(y) \left(\frac{\kappa T_e}{\pi}\right)^{-1} |Z_{dv2}|^{-1}$$

qui, dans le cas d'un plasma en équilibre thermique, est égale à la partie réelle de l'impédance de transfert $Z_{d2}(\omega)$, normalisée par rapport au module de cette impédance dans le vide $|Z_{dv2}|$, dont l'expression est donnée par (2.2.4.).

Pour une valeur fixée de L , le spectre croisé a la même forme générale que celle étudiée dans la précédente section, mais il y a quelques différences de détail. Le premier pic de résonance est plus aigu dans le cas où les dipôles sont parallèles à leur ligne des centres, que lorsqu'ils lui sont perpendiculaires. De plus, l'amplitude des pics secondaires décroît moins rapidement, en fonction de la fréquence, dans le premier cas que dans le second.

En suivant la méthode décrite dans l'appendice B, il est possible d'obtenir une approximation analytique pour l'intégrale (3.2.14.) pour $\omega \geq \omega_p$. Nous obtenons

$$(3.2.16.) \quad \overline{\Delta s}_2(y) = \frac{2^{3/2} y^3 L x_R}{(6+30/x_R^2)} \left\{ \frac{2^{1/2} x_R}{yL} \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2} x_R}\right) - \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2} x_R}\right) \right\}$$

$$= p_2 \sin\left(\frac{yL}{2^{1/2} x_R}\right) + q_2 \cos\left(\frac{yL}{2^{1/2} x_R}\right)$$

Le domaine de validité et la précision de cette approximation, sont les mêmes que dans le cas précédent. L'amplitude de la fonction oscillante est

$$(3.2.17.) \quad (p_2^2 + q_2^2)^{1/2} = 2^{3/2} y^3 L x_R (6+30/x_R^2)^{-1} \left[1 + \frac{2 x_R^2}{y^2 L^2} \right]^{1/2}$$

si bien que dès que $x_R < L\sqrt{2}$, elle devient proportionnelle à L . Etant donné que $\overline{s}_2(y)$ est normalisée par rapport à $|Z_{dv2}|$, qui est proportionnel à l^{-3} , il en découle que l'amplitude du spectre croisé non normalisé, décroît approximativement comme l^{-2} lorsque l croît. Par conséquent, l'amplitude du spectre décroît plus rapidement, en fonction de l , quand les dipôles sont perpendiculaires à la ligne joignant leurs centres, que quand ils lui sont parallèles.

L'équation (3.2.16.) montre que, pour des fréquences telles que $1 < y \leq 1.1$, les points où le spectre croisé s'annule sont reliés par la relation

$$(3.2.18.) \quad t_g \beta_m = \beta_m$$

où β_m est définie comme dans (3.2.13.). La première racine de cette équation est $\beta_1 = 4.51$, tandis que les racines d'ordres supérieurs sont approximativement données par la relation $\beta_m = (m + 1/2)\pi$, avec $m > 2$. Les maxima et les minima du spectre correspondent grossièrement à $\beta_m - \pi/2$ et $\beta_m + \pi/2$, respectivement.

III. 3.3. Application au diagnostic des plasmas

Pour conclure ce chapitre, nous devons faire état de l'intérêt présenté par ces résultats théoriques, quant à leur application au diagnostic des plasmas.

Tout d'abord, nous avons vu que la fréquence de plasma peut être mesurée comme étant la fréquence située à la base du pic de résonance principal du spectre croisé. Désignons par $y_m = \omega_m / \omega_p$ la fréquence normalisée du zéro d'ordre m du spectre croisé, comptée à partir de ω_p . Nous pouvons employer la même méthode de diagnostic que celle décrite dans le deuxième chapitre, lors de la présentation du mode actif de mesure de la partie réelle de l'impédance de transfert. Les figures 19a et 19b, qui se rapportent à la sonde à deux dipoles placée respectivement dans sa configuration parallèle et perpendiculaire, montrent comment la fréquence de chaque zéro varie en fonction de L . En utilisant ces graphiques, la longueur de Debye peut être déterminée à partir de la mesure des fréquences de ces zéros, quant à la température électronique T_e elle peut être calculée lorsque la fréquence de plasma est connue.

D'autre part, ces graphiques permettent également de déterminer la fréquence de plasma d'une autre manière. De fait, quoique cette fréquence puisse être mesurée comme étant celle située à la base du pic principal du spectre croisé, elle risque d'être plus difficile à localiser que les fréquences des zéros. Par contre, si nous effectuons la mesure des fréquences

de plusieurs zéros consécutifs, leur rapport nous permet de situer très précisément ces points sur le réseau des courbes des figures 19a et 19b. Cette procédure permettrait de déterminer ω_p de façon indirecte, et T_e en même temps.

Pour des fréquences telles que $1 < \omega/\omega_p \leq 1.1$, les formules (3.2.11.) et (3.2.16.) peuvent être utilisées pour obtenir une première approximation de la température électronique. Nous mesurons alors les valeurs y_m de y , pour lesquelles le spectre croisé est nul. A partir de chaque zéro, nous calculons la valeur correspondante de x_R , en utilisant l'expression donnée dans l'Appendice B. Connaissant alors la valeur de β_m définie dans (3.1.13.), nous pouvons calculer

$$(3.2.19.) \quad L = \sqrt{2} x_R \beta_m / y_m$$

et donc obtenir la longueur de Debye du plasma.

Prenons comme exemple une sonde de dimension telle que $L = 30$. Dans la configuration parallèle, nous trouvons numériquement que les deux premiers zéros du spectre croisé se produisent lorsque $y_1 = 1.007$ et $y_2 = 1.06$. L'application de (3.2.19.) conduit alors à des valeurs de L telles que $L = 30.5$ et $L = 30.2$, si bien que la précision est meilleure que 2 %. De la même manière, dans la configuration perpendiculaire, on trouve que les deux premiers zéros du spectre se produisent pour $y_1 = 1.036$ et $y_2 = 1.11$. L'application de (3.2.19.) donne respectivement $L = 29.9$ et $L = 29.6$; là encore la précision est meilleure que 2 %.

D'un point de vue purement théorique, il apparaît donc que la mesure du spectre croisé devrait s'avérer très utile quant à son application au diagnostic des plasmas. Cependant, en pratique, les performances théoriques prévues risquent de ne pas être réalisées si on ne prend pas soin d'éviter différentes sources d'erreurs. Ces dernières incluent des erreurs systématiques dues, par exemple, aux interférences électromagnétiques ou aux incertitudes quant à la réponse des antennes aux champs qu'elles sont supposées mesurer, ainsi que les erreurs aléatoires dues à la nature stochastique des signaux reçus ou au bruit généré dans les

antennes. Ces différents points, qu'il serait trop long d'expliciter dans cette thèse, ont été examinés en détail par ailleurs (POTTELETTE et al, 1976).

Cependant, nous allons donner l'ordre de grandeur des signaux que nous désirons mesurer. Prenons l'exemple concret de deux dipôles, dont les longueurs effectives sont $\lambda_a = \lambda_b = 10 \lambda_D$, séparés par une distance $l = 100 \lambda_D$. Les calculs numériques effectués près de la fréquence plasma, dans le cas d'un plasma ionosphérique en équilibre thermique, indiquent que la densité de puissance croisée $s(\omega)$, est comprise entre 10^{-16} et $10^{-14} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$. Par conséquent, dans une bande passante typique de 10 kHz, la valeur efficace de la partie corrélée des potentiels aléatoires induits par le microchamp électrique sur les antennes, est simplement de l'ordre de 1 à 10 μVeff . Pour des fréquences situées au dessus de ω_p ces valeurs sont encore moindres. Par conséquent, ces très faibles valeurs montrent qu'un soin extrême doit être pris dans les mesures expérimentales, afin d'éviter toute forme d'interférence.

En conclusion, il pourrait sembler que le mode passif de mesure que nous venons d'exposer, soit d'un intérêt moindre que le mode actif. De fait, le mode passif conduit aux mêmes résultats que le mode actif, mais beaucoup moins rapidement, car il utilise de faibles signaux stochastiques au lieu de forts signaux cohérents. Cependant, l'intérêt d'utiliser une méthode passive pour le diagnostic des plasmas spatiaux, tient au fait que cette méthode est extrêmement sensible à tout écart de la fonction de distribution par rapport à la forme Maxwellienne. C'est ce dernier aspect que nous allons étudier dans le prochain chapitre.

IV. REPONSE THEORIQUE D'UNE SONDE A DEUX DIPOLES PLONGEE DANS UN PLASMA CHAUD ISOTROPE HORS D'EQUILIBRE THERMIQUE

Le but principal de ce chapitre est de montrer théoriquement que la réponse d'une sonde à deux dipôles, plongée dans un plasma hors d'équilibre thermique, peut permettre d'accéder à la mesure de la fonction de distribution des vitesses électroniques. Une telle mesure est directement applicable au cas du plasma ionosphérique, où il serait géophysiquement très important de pouvoir déterminer la fonction de distribution des photoélectrons, étant donné le rôle important, joué par ces derniers, dans le bilan du flux de chaleur d'un tel plasma.

Rappelons que du côté jour de l'ionosphère, la fonction de distribution électronique peut-être décomposée en deux parties. La première et la plus importante est la partie thermique de forme Maxwellienne dans laquelle la densité des électrons n_e varie grossièrement entre 10^3 et 10^6 cm^{-3} ; tandis que leur énergie moyenne est comprise entre 0.02 eV et 0.5 eV. La seconde partie est une queue d'électrons suprathermiques (photoélectrons), dont la densité n_s est typiquement de l'ordre de 10 cm^{-3} , et dont l'énergie moyenne est à peu près de 10 eV.

Jusqu'à maintenant, la partie thermique de la fonction de distribution électronique a été étudiée expérimentalement à l'aide de sondes de Langmuir, tandis qu'au dessus de 5 eV, la partie suprathermique a été étudiée par le biais d'analyseurs électrostatiques équipés de compteurs de particules. Signalons que récemment, un nouveau type d'analyseur électrostatique a été mis au point, qui a réussi à mesurer la distribution énergétique des électrons jusqu'à des énergies assez basses pour observer la transition avec la distribution Maxwellienne (HAYS et al, 1973). Cependant pour de si basses énergies, il semble d'après les résultats expérimentaux obtenus, que ce type d'analyseur doit être utilisé dans des conditions expérimentales très soigneusement contrôlées. Signalons également que les derniers résultats obtenus par DOERING et al (1975), au moyen d'une expérience de spectrométrie embarquée à bord du satellite "Atmospheric Explorer C", montrent que les mesures d'électrons de basse énergie (0.5 eV à 5 eV) sont encore très imprécises.

Le problème qui nous intéresse donc, est de combler la lacune qui existe généralement dans les mesures concernant des électrons d'énergies comprises entre 0.5 et 5 eV. La méthode de mesure que nous préconisons, est basée sur l'interaction entre les particules suprathermiques et les ondes électrostatiques se déplaçant dans le plasma avec les mêmes vitesses. A cette fin, nous allons utiliser conjointement les techniques de mesure active et passive de la sonde à deux dipôles.

Dans ce chapitre, les effets dûs aux photoélectrons seront simulés en considérant la fonction de distribution électronique comme la somme de deux termes. Le premier terme, qui contient la grande majorité des électrons, est une distribution Maxwellienne à la température T_e des électrons thermiques ambiants. Le second terme est la fonction de distribution des particules suprathermiques, fonction que nous supposons être isotrope : cette symétrie implique que, dans le mode passif, le spectre croisé est purement réel, tandis que dans le mode actif, l'impédance de transfert est réciproque. Pour les applications numériques, la distribution des photoélectrons sera assimilée à une distribution Maxwellienne, dont la température est $T_s \gg T_e$.

IV.1. Ondes électrostatiques dans un plasma non-Maxwellien

IV.1.1. Fonction de distribution électronique

Lorsque l'effet des collisions peut-être négligé, la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ de la vitesse électronique \vec{v} , obéit à l'équation de Vlasov

$$(4.1.1.) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0$$

où e est la charge de l'électron et m_e sa masse. Designons par $f_0(v)$ la partie non perturbée de $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: elle peut-être considérée comme une fonction isotrope qui ne produit aucun champ électrostatique. Dans ces conditions, la fonction $f_0(v)$ ne dépend que du module v de la vitesse électronique. Etant donné que le milieu est supposé isotrope, nous n'aurons besoin par la suite que de la fonction de distribution unidimensionnelle $F_0(u)$, où u est la projection du vecteur \vec{v} sur une direction arbitraire. Pour les raisons explicitées précédemment, nous pouvons décomposer $F_0(u)$ en deux parties, plus précisément une partie principale Maxwellienne $F_e(u)$ représentant les électrons thermiques, et une partie secondaire $F_s(u)$ représentant les électrons supra-thermiques

$$(4.1.2.) \quad F_0(u) = (1-\alpha) F_e(u) + \alpha F_s(u)$$

où les fonctions $F_e(u)$ et $F_s(u)$ sont normalisées ; α est le rapport entre la densité n_s des électrons supra-thermiques et la densité électronique totale n

$$(4.1.3.) \quad \alpha = n_s/n \quad \text{avec} \quad n = n_e + n_s$$

où n_e est la densité des électrons thermiques. Bien entendu $n_s \ll n_e$, si bien que $\alpha \ll 1$.

Par hypothèse, la fonction de distribution $F_e(u)$ est une Maxwellienne à la température T_e des électrons thermiques

$$(4.1.4.) \quad F_e(u) = (2\pi)^{-1/2} v_e^{-1} \exp(-u^2/2 v_e^2)$$

où v_e est la vitesse caractéristique de ces électrons dont l'expression est donnée par (2.1.19).

Maintenant, si nous devons faire face au problème de décomposer une fonction de distribution quelconque - par exemple celle mesurée expérimentalement - en ses parties thermique et suprathermique, les définitions (4.1.2) - (4.1.4.) ne seraient pas suffisantes pour déterminer sans ambiguïté la partie suprathermique : des contraintes additionnelles seraient alors nécessaires. Cependant ces considérations sont des aspects du problème inverse qui ne nous concernent pas pour le moment.

Dans ce chapitre nous traitons simplement du problème direct. Pour ce faire, il est utile d'adopter pour $F_s(u)$ une fonction analytique qui simplifie les calculs, tout en étant consistante avec les données obtenues expérimentalement sur les électrons ionosphériques. Or à partir des mesures expérimentales effectuées par GALPERIN (1973) et plus récemment par DOERING et al (1975), il apparaît que pour des énergies allant jusqu'à 60 eV, la fonction $F_s(u)$ puisse être représentée - avec une assez bonne approximation - par une Maxwellienne, à une température T_s telle que $\kappa T_s \approx 10$ eV. Par conséquent dans la suite de cette thèse nous représentons $F_s(u)$ par une fonction du type (4.1.4), mais avec une vitesse caractéristique v_s beaucoup plus grande que v_e . Nous définissons

$$(4.1.5.) \quad \beta = v_s^2/v_e^2 = T_s/T_e$$

Connaissant maintenant la forme de la fonction de distribution des électrons, nous sommes en mesure de calculer la constante diélectrique longitudinale $\epsilon_{\parallel}(k, \omega)$ correspondant au modèle de plasma non-Maxwellien choisi.

IV.1.2. Constante diélectrique longitudinale

La dérivation de l'expression requise peut-être obtenue à partir de l'équation de Vlasov. Après linéarisation de l'équation (4.1.1) et utilisation de l'équation de Poisson, il est facile de montrer que la constante diélectrique longitudinale est uniquement fonction de ω et du module du vecteur d'onde \vec{k} (BEKEFI, 1966)

$$(4.1.6) \quad \epsilon_{//}(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{k^2} \left\{ P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F'_0(u) du}{(u - \omega/k)} - i\pi F'_0(\omega/k) \right\}$$

où P désigne la partie principale de l'intégrale, ω_p est la fréquence angulaire du plasma correspondant à la densité n des électrons, tandis que $F_0(u)$ est la fonction de distribution unidimensionnelle dans la direction du vecteur \vec{k} , et $F'_0(u)$ sa dérivée par rapport à $u (= \vec{v} \cdot \vec{k} / k)$. Cette fonction est normalisée de telle sorte que $\int_{-\infty}^{+\infty} F_0(u) du = 1$. L'expression (4.1.6) est valable, en l'absence de collisions, pour tout plasma stable, la condition de stabilité étant que $F'_0(u)$ soit négative pour toutes les valeurs positives de u quelle que soit la direction de \vec{k} .

En utilisant les notations introduites dans la section précédente, la constante diélectrique longitudinale prend la forme suivante

$$(4.1.7) \quad \epsilon_{//}(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2k^2 v_e} \left[(1-\alpha) Z' \left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k v_e} \right) + \frac{\alpha}{\beta} Z' \left(\frac{\omega}{\sqrt{2} \beta k v_s} \right) \right]$$

$Z'(x)$ étant la fonction de Fried et Conte (1961). Pour $\alpha = 0$ nous retrouverons l'expression (2.1.18), valable pour un plasma en équilibre thermique. La constante diélectrique longitudinale peut également être exprimée sous la forme équivalente définie en (3.2.3):

$$(4.1.8) \quad \varepsilon_{//}(k, \alpha, \beta) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[Z'_R(x, \alpha, \beta) + i Z'_I(x, \alpha, \beta) \right]$$

$$\text{où} \quad x = \omega / (\sqrt{2} k v_e)$$

Nous allons maintenant utiliser ces expressions pour étudier l'influence des photoélectrons sur la constante diélectrique longitudinale. Dans ce but nous avons représenté en fonction de x , sur les figures 29a et 29b, les variations de Z'_R et de Z'_I respectivement, pour une valeur de β typique des conditions observées dans l'ionosphère ($\beta=100$) et pour différentes valeurs de α , plus précisément $\alpha=0, 10^{-2}, 10^{-1}$. Nous pouvons voir sur la figure 29a que Z'_R ne commence à être affectée par la présence des électrons suprathermiques que lorsque $\alpha > 10^{-2}$. Cette valeur est égale à β^{-1} , ce qui implique que les densités d'énergie des photoélectrons et des électrons thermiques sont approximativement égales. Bien entendu une telle valeur de α peut-être considérée comme une limite supérieure de ce qui est réellement observé dans l'ionosphère. Nous pouvons donc en conclure que dans l'ionosphère Z'_R , qui caractérise la propagation des ondes électrostatiques, n'est que très peu affectée par la présence de photoélectrons. Par conséquent, la présence de ces derniers ne modifie en rien les fréquences des ondes électrostatiques pouvant se propager dans le plasma, ces dernières étant déterminées par $\text{Re}[\varepsilon_{//}] = 0$.

Par contre, la valeur de Z'_I qui caractérise l'amortissement Landau des ondes, augmente progressivement en fonction de la concentration des photoélectrons (figure 29b). L'accroissement, qui débute pour une valeur x_I de x telle que $(1-\alpha) F'_e(x_I) = \alpha F'_s(x_I)$, se produit principalement pour de grandes valeurs de x qui correspondent à des ondes électrostatiques se propageant juste au-dessus de la fréquence de plasma.

IV.1.3 Equation de dispersion de l'onde de Landau

Pour des fréquences situées dans le voisinage immédiat de la fréquence plasma, l'effet des photoélectrons sur la constante diélectrique mérite une étude quantitative. La partie imaginaire, quoique réhaussée par la présence d'électrons suprathermiques, reste faible comparée à la partie réelle et peut-être négligée en première approximation. Dans ces conditions, en utilisant la forme asymptotique de $Z'(x)$ pour $x \gg 1$ (SIMONEN, 1966), nous trouvons que juste au-dessus de la fréquence plasma la constante diélectrique longitudinale est approximativement

$$(4.1.9) \quad \epsilon_{//}(x, \alpha, \beta) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left\{ 1 + \frac{3}{2x^2} [1 + \alpha(\beta - 1)] + O(1/x^4) \right\}$$

La condition de validité de cette expression est $x > \sqrt{\beta}$. La relation de dispersion $\epsilon_{//} = 0$ conduit à

$$(4.1.10) \quad \omega^2 = \omega_p^2 + 3 k^2 v_{eq}^2$$

avec

$$(4.1.11) \quad v_{eq}^2 = [1 + \alpha(\beta - 1)] v_e^2$$

si bien que nous retrouvons la forme de la relation de Bohm et Gross correspondant à l'excitation de l'onde de Landau, à condition de définir une vitesse thermique équivalente donnée par (4.1.11). Cependant il faut signaler que (4.1.10) est vérifiée à l'intérieur d'un domaine de fréquences beaucoup plus restreint, situé juste au-dessus de ω_p , que celui correspondant à un plasma en équilibre thermique. De fait, la condition $x > \sqrt{\beta}$ est beaucoup plus restrictive que la condition $x > 1$ qui existe pour un plasma Maxwellien.

Par exemple, avec $\alpha = 10^{-2}$ et $\beta = 100$, nous trouvons que (4.1.10) n'est vérifiée qu'à l'intérieur d'un domaine de fréquences définies par $1 \leq \omega/\omega_p \leq 1.002$.

Ces résultats sont un exemple particulier d'une règle plus générale s'appliquant, en l'absence de collisions, à tout plasma stable : juste au-dessus de la fréquence plasma, l'onde de Landau obéit toujours à la relation de Bohm et Gross (4.1.10), avec

$$(4.1.12) \quad v_{eq}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 F_0(u) du$$

cette quantité étant une mesure de l'énergie totale des électrons dans une direction ; l'équation (4.1.12) est une généralisation de (4.1.11).

De la même manière, nous pouvons définir une température équivalente

$$(4.1.13) \quad T_{eq} \equiv \frac{m_e}{\kappa} v_{eq}^2 = [1 + \alpha(\beta - 1)] T_e$$

et une longueur de Debye équivalente

$$(4.1.14) \quad \lambda_{eq} = v_{eq}/\omega_p = [1 + \alpha(\beta - 1)]^{1/2} \lambda_D$$

où $\lambda_D = v_e/\omega_p$ est la longueur de Debye correspondant à la vitesse caractéristique des particules thermiques.

IV.2 Impédance de transfert

Nous allons étudier l'influence d'électrons suprathermiques en faibles proportions, conditions rencontrées du côté jour de l'ionosphère, sur la réponse en fréquence d'une sonde à deux dipoles utilisée dans le mode actif. Etant donné la complexité des calculs à entreprendre, ces derniers doivent être effectués numériquement. Cependant dans un premier stade, nous allons donner les approximations analytiques des impédances de transfert à la fréquence plasma.

IV.2.1. Approximations analytiques à la fréquence plasma

Nous avons montré précédemment que, dans un plasma Maxwellien, les impédances normalisées $\bar{Z}_1(\omega_p)$ et $\bar{Z}_2(\omega_p)$ obéissent à la relation (2.2.9). Ces résultats ont été obtenus à l'aide de l'approximation de l'onde de Landau, qui fait usage de ce que près de la fréquence plasma la principale contribution aux intégrales (2.2.2) et (2.2.3) provient du pôle de la relation de dispersion ($\epsilon_{\parallel} = 0$) qui est le moins atténué. Ce pôle est obtenu pour les faibles valeurs de k , et correspond à l'onde de Landau vérifiant la relation de Bohm et Gross. En appliquant la même approximation à un plasma contenant des électrons suprathermiques, nous montrons dans l'appendice C que les relations équivalentes à (2.2.9) sont

$$(4.2.1) \quad \bar{Z}_1(\omega_p) = \frac{5[1+\alpha(\beta^2-1)]}{3[1+\alpha(\beta-1)]^2} \quad \bar{Z}_2(\omega_p) = \frac{5[1+\alpha(\beta^2-1)]}{3[1+\alpha(\beta-1)]^2} - \frac{L_{eq}^2}{6}$$

où L_{eq} est la distance l entre les dipoles, normalisée par rapport à λ_{eq}

$$(4.2.2) \quad L_{eq} = l/\lambda_{eq} = L/[1+\alpha(\beta-1)]^{1/2} \quad \text{avec } L = l/\lambda_D$$

Ces approximations sont valables lorsque $L_{eq} > L_c$, où L_c est un paramètre dépendant de la fonction de distribution des électrons suprathermiques. Pour $\beta = 100$, nous avons $L_c = 45$ lorsque $\alpha = 10^{-3}$, et $L_c = 70$ lorsque $\alpha = 10^{-2}$.

IV.2.2. Résultats numériques

Le calcul des impédances de transfert $Z_{d1}(\omega)$ et $Z_{d2}(\omega)$ de la sonde à deux dipôles plongée dans un plasma contenant des électrons suprathermiques, est effectué en reportant l'expression (4.1.7) de la constante diélectrique dans les intégrales (2.2.2) et (2.2.3).

Dans le but de montrer dans quelle mesure les impédances sont sensibles à la présence d'une petite concentration d'électrons suprathermiques, nous avons tracé les courbes représentant les variations du module et de la partie réelle de ces impédances en fonction de la fréquence, pour une séparation donnée $L = 1/\lambda_D$ entre les dipôles. Rappelons que la partie réelle, qui est nulle dans le cadre d'une théorie plasma froid, est très sensible aux effets de la température et est utilisée pour la mesure de cette dernière, ainsi que nous l'avons indiqué au chapitre II.

Dans la suite de ce chapitre les courbes en traits continus illustrent le cas d'un plasma en équilibre thermique, tandis que les courbes en tirets illustrent celui d'un plasma hors d'équilibre dont la concentration et la température des électrons suprathermiques sont telles que $n_s/n = 10^{-2}$ et $T_s/T = 100$. Nous n'avons pas représenté les courbes se rapportant au cas où $n_s/n = 10^{-3}$, car elles ne peuvent pratiquement pas être distinguées de celles tracées pour un plasma en équilibre thermique.

Le module $|\bar{Z}_1| = |Z_{d1}/Z_{dv1}|$ de l'impédance de transfert entre deux dipôles placés dans leur configuration parallèle, normalisée par rapport à l'impédance du vide, est représenté sur la figure 30a en fonction de ω/ω_p ; la distance qui sépare les dipôles est $L = 50$. Sur la figure 30b,

nous avons tracé les variations de la partie réelle correspondante

$$\overline{R}_1 = \text{Re} [Z_{d1}] / |Z_{dv1}|.$$

Suivant le domaine de fréquences que l'on considère, la présence des électrons suprathermiques induit les effets suivants :

- En-dessous de la fréquence plasma, on observe un léger accroissement des valeurs du module et de la partie réelle de l'impédance, par rapport aux valeurs obtenues dans un plasma en équilibre thermique.
- A la fréquence plasma, le minimum aigu présenté par $|\overline{Z}_1|$ dans un plasma Maxwellien, disparaît en présence de photoélectrons pour faire place à un brusque changement de pente. Signalons que l'utilisation de l'approximation de l'onde de Landau, précédemment développée, conduit à des résultats erronés pour $|\overline{Z}_1(\omega_p)|$. Les raisons de l'inapplicabilité de cette approximation, qui seraient trop longues à développer dans cette thèse, sont examinées en détail par ailleurs (POTTELETTE, 1977). Brièvement, ceci est dû au faible domaine des valeurs de x , pour lesquelles la relation (4.1.9) est satisfaite.
- Juste au-dessus de ω_p , la valeur maximum de $|\overline{Z}_1|$ est légèrement atténuée. Dans ce domaine de fréquences, l'amortissement Landau est principalement dû aux électrons suprathermiques, si bien que la position des fréquences des zéros de la partie réelle de l'impédance est également affectée.
- Pour des fréquences suffisamment éloignées de ω_p , l'amortissement Landau est dû principalement aux électrons thermiques du plasma, si bien que les courbes illustrant le cas d'un plasma possédant une population suprathermique coïncident avec celles obtenues dans un plasma Maxwellien.

Sur les figures 31a et 31b nous avons représenté en fonction de ω/ω_p , le module $|\overline{Z}_2|$ de l'impédance de transfert entre deux dipôles placés dans leur configuration perpendiculaire, ainsi que la partie réelle corres-

pondante $\bar{R}_2 = \text{Re} [Z_{d2}] / |Z_{dv2}|$. La distance entre les dipôles est $L = 50$. On peut voir que dans cette configuration, les électrons suprathermiques ont les mêmes effets que ceux précédemment décrits, aux différences près suivantes :

- Le maximum de $|\bar{Z}_2|$ se présente toujours à la fréquence plasma ω_p correspondant à la densité électronique totale. La hauteur de ce maximum correspond bien à la valeur (4.2.1) prédite par l'approximation de l'onde de Landau, et donne par conséquent une mesure de T_{eq} .
- Il est également à noter que, dans cette configuration, les anti-résonances apparaissent de façon beaucoup plus prononcée que dans la configuration parallèle. Près de la fréquence plasma, la position des fréquences d'anti-résonance donne une mesure de T_{eq} . En revanche, à des fréquences supérieures la position de ces anti-résonances donnent une mesure de la température T_e des électrons thermiques, le lieu de la transition étant gouverné par la proportion des électrons suprathermiques. Ces considérations s'appliquent également aux positions des fréquences des zéros de la partie réelle R_2 (tout comme à celles de R_1).

Il faut souligner que les résultats que nous venons d'exposer illustrent le cas où les densités d'énergie des électrons thermiques et des électrons suprathermiques sont égales. De fait, dans le but de mettre en évidence leurs effets sur les impédances de transfert, nous avons pris une concentration de photoélectrons ($n_s/n = 10^{-2}$) qui est beaucoup trop forte par rapport à celle observée réellement dans l'ionosphère où $n_s/n \leq 10^{-3}$. Or de telles concentrations conduisent à des valeurs de T_{eq} qui ne sont supérieures que de quelques pour cent à la valeur de T_e . Par conséquent de tels effets sont à peine décelables à l'aide des mesures d'impédances de transfert. C'est pourquoi il est préférable de procéder à partir des mesures du spectre croisé pour déterminer les paramètres de la fonction de distribution des photoélectrons dans l'ionosphère. C'est cette possibilité que nous allons étudier maintenant.

IV.3. Spectre croisé

IV.3.1. Calcul du facteur de rehaussement du spectre

Nous allons calculer l'expression du spectre croisé des signaux reçus par deux dipôles, plongés dans le type de plasma hors d'équilibre que nous considérons. Pour ce faire, nous partons de l'équation (3.1.8) qui donne l'expression du spectre de puissance du microchamp $S_{pq}(k, \omega)$, dans un plasma qui n'est pas nécessairement en équilibre thermique :

$$(4.3.1) \quad S_{pq}(\vec{k}, \omega) = -\frac{m_e}{\pi \epsilon_0} \frac{k_p k_q}{k^2} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] \frac{\int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) f(\vec{v}) d\vec{v}}{\int \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \vec{k} \cdot \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial \vec{v}} d\vec{v}}$$

Rappelons que la fonction de distribution électronique $f(\vec{v})$ peut-être considérée comme la somme d'une Maxwellienne, correspondant à la population thermique du plasma, et d'une fonction de distribution caractérisant la population suprathermique.

Considérons, tout d'abord, le cas où les deux dipôles sont placés dans leur configuration parallèle (figure 11a). Dans ces conditions, les indices p et q prennent tous les deux la valeur z . Le spectre croisé des signaux reçus sur les dipôles est $s_1(\omega) = \lambda_a \lambda_b S_{zz}(-\vec{l}, \omega)$; l'expression de $S_{zz}(-\vec{l}, \omega)$ est calculée en prenant la transformée de Fourier de $S_{zz}(\vec{k}, \omega)$ dans l'espace des \vec{k} (voir (3.1.5)). Dans le cas où la fonction de distribution des particules suprathermiques peut-être considérée comme isotrope, l'intégrale (3.1.5) peut s'écrire sous la forme

$$(4.3.2) \quad s_1(\omega) = -\frac{\kappa T_e \lambda_a \lambda_b}{2\pi^3 \omega \epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] A(k, \omega) dk$$

où $A(k, \omega)$, que nous désignons par "facteur de réhaussement du spectre", est donné par l'expression suivante

$$(4.3.3) \quad A(k, \omega) = \frac{(1-\alpha) F_e(v_\phi) + \alpha F_s(v_\phi)}{(1-\alpha) F_e(v_\phi) - \alpha v_\phi^2 \left[\frac{1}{u} \frac{\partial F_s(u)}{\partial u} \right]_{u=v_\phi}}$$

$F_e(u)$ est la fonction de distribution unidimensionnelle des vitesses des électrons thermiques dans la direction de \vec{k} , $F_s(u)$ est la fonction de distribution des vitesses des particules suprathermiques dans la même direction, tandis que $v_\phi = \omega/k$ est la vitesse de phase des ondes électrostatiques ; rappelons également que $\alpha = n_s/n$.

Lorsque les dipôles sont placés dans leur configuration perpendiculaire (figure 11b), les indices p et q prennent tous les deux la valeur x ou y . Le spectre croisé est alors $s_2(\omega) = \lambda_a \lambda_b S_{xx}(-\vec{T}, \omega)$, et l'utilisation de (3.1.5) conduit à

$$(4.3.4) \quad s_2(\omega) = - \frac{kT_e \lambda_a \lambda_b}{2\pi^3 \omega \epsilon_0} \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial T} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_{//}(k, \omega)} \right] A(k, \omega) dk$$

Il est facile de vérifier que, lorsque le plasma est en équilibre thermique, c'est-à-dire que la fonction de distribution est Maxwellienne ($\alpha=0$), nous obtenons $A(k, \omega) = 1$. Dans ces conditions, nous retrouvons les expressions (3.1.18) et (3.1.19) du spectre croisé. Si nous définissons alors deux fonctions $\bar{s}(\omega)$ et $\bar{R}(\omega)$ telles que

$$(4.3.5) \quad s(\omega) = \frac{s(\omega)}{\left(\frac{kT_e}{\pi} \right) |Z_{dv}(\omega)|} \quad \text{et} \quad \bar{R}(\omega) = \frac{\operatorname{Re} [Z(\omega)]}{|Z_{dv}(\omega)|}$$

où $|Z_{dv}|$ est le module de l'impédance de transfert entre deux dipôles placés dans le vide (voir(2.2.4)), l'application du théorème de Nyquist montre que ces deux fonctions sont égales.

Par contre, lorsque le plasma est hors d'équilibre thermique, les fonctions $\bar{s}(\omega)$ et $\bar{R}(\omega)$ sont très différentes, et chacune d'entre elles particularise différents aspects de la fonction de distribution. Nous allons calculer $\bar{s}(\omega)$ en faisant, comme précédemment, l'hypothèse que cette fonction de distribution peut-être considérée comme la somme de deux fonctions Maxwelliennes : les électrons suprathermiques ayant une distribution Maxwellienne caractérisée par une densité n_s et une température T_s , respectivement beaucoup plus petite et beaucoup plus grande que la densité n_e et la température T_e des électrons thermiques.

IV.3.2. Résultats numériques

Les intégrales (4.2.3) et (4.2.4) ont été calculées numériquement, d'une manière analogue à celle décrite dans les appendices A et B.

Nous avons déjà souligné que, dans un plasma hors d'équilibre thermique du type de celui que nous considérons ici, la fonction $R(\omega)$ n'était pratiquement pas affectée par la présence d'électrons suprathermiques. Cependant, la différence entre $\bar{R}(\omega)$ et $\bar{s}(\omega)$ tient à la présence du facteur $A(k,\omega)$ dans les intégrales (4.3.3) et (4.3.4). Suivant le domaine de fréquences considérées, les valeurs de $A(k,\omega)$ peuvent être très différentes.

Pour des fréquences bien supérieures à la fréquence plasma, les vitesses de phase des ondes électrostatiques sont faibles. Ces ondes interagissent donc avec les électrons thermiques qui sont responsables de leur amortissement Landau. Dans ces conditions $A(k,\omega) \approx 1$, et la valeur du spectre croisé est sensiblement la même que celle qui existerait dans un plasma en équilibre thermique.

Par contre, pour des fréquences légèrement supérieures à ω_p , les ondes électrostatiques ont des vitesses de phase très élevées, et interagissent alors avec les électrons suprathermiques. Dans ces conditions, la valeur de $A(k, \omega)$ et par conséquent celle de $s(\omega)$, peuvent être considérablement augmentées. En effet, si la fonction de distribution des particules suprathermiques peut-être représentée par une Maxwellienne à une température T_s , nous trouvons que $A(k, \omega_p) \approx T_s/T_e$. D'autre part, si l'on garde constant le rapport T_s/T_e , le domaine de fréquences dans lequel le niveau du microchamp est déterminé par les photoélectrons est d'autant plus grand que le rapport n_s/n est élevé.

Tous ces effets apparaissent clairement sur les figures 32a et 32b, où nous avons représenté les variations de $\bar{s}(\omega)$ en fonction de ω/ω_p , pour les deux configurations de la sonde à deux dipôles étudiées jusqu'à présent. Etant donné la grande gamme de valeurs prises par $\bar{s}(\omega)$, nous avons utilisé une échelle non linéaire sur l'axe des ordonnées de ces figures. La quantité qui est représentée est en fait

$$(4.3.6) \quad \bar{s}'(\omega) = \text{sgn}[\bar{s}(\omega)] \log[1 + |\bar{s}(\omega)|]$$

où le symbole $\text{sgn}[\bar{s}(\omega)]$ désigne la fonction signe, qui est égale à 1 lorsque $\bar{s}(\omega) > 0$, et égale à -1 lorsque $\bar{s}(\omega) < 0$.

Les courbes qui illustrent ces figures sont tracées pour $\beta = T_s/T_e = 100$. Les courbes en traits pleins correspondent au cas d'un plasma en équilibre thermique ($\alpha = 0$), les courbes en tirets à un plasma hors d'équilibre tel que $\alpha = 10^{-3}$, et les courbes en pointillés à $\alpha = 10^{-2}$.

La figure 32a représente le spectre $\bar{s}_1(\omega)$, calculé lorsque les dipôles sont placés dans leur configuration parallèle. Pour un plasma Maxwellien ($\alpha = 0$), on peut voir que $\bar{s}_1(\omega)$, qui est alors égal à $\bar{R}_1(\omega)$, présente

un pic juste au-dessus de ω_p , ce pic étant d'autant plus aigu que la distance entre les dipôles est grande. En présence de photoélectrons, pour des fréquences légèrement supérieures à ω_p , les valeurs de $\overline{s}_1(\omega)$ sont accrues d'un facteur T_s/T_e par rapport à celles de $\overline{R}_1(\omega)$ calculées pour les mêmes paramètres du plasma. De plus, la largeur du premier pic de $\overline{s}_1(\omega)$ est plus large, et s'étend jusqu'à des fréquences situées au-dessous de ω_p lorsque n_s/n croît.

Des effets similaires peuvent être remarqués sur la figure 39b, qui représente le spectre croisé $\overline{s}_2(\omega)$, calculé lorsque les dipôles sont placés dans leur configuration perpendiculaire.

Ces résultats théoriques sont tout à fait semblables à ceux obtenus pour le réhaussement de la ligne de plasma observée dans le spectre de diffusion incohérente (PERKINS et SALPETER, 1965).

IV.4. Possibilités de mesurer la fonction de distribution électronique

Dans ce paragraphe notre but n'est plus de prédire les effets dûs à la non-Maxwellianité du plasma mais, à partir de la réponse en fréquence de la sonde à deux dipôles, d'obtenir des informations permettant de déterminer la fonction de distribution électronique quand une population suprathermique est présente. Dans ce but nous pouvons exploiter le fait que, dans la technique active de mesure, l'impédance de transfert n'est pratiquement pas affectée par la présence de photoélectrons, tandis que dans la technique passive de mesure, la valeur du spectre croisé est fortement accrue par cette population près de la fréquence plasma. Pour déterminer la fonction de distribution d'un plasma hors d'équilibre, il est donc indispensable de pouvoir commuter très rapidement entre les modes actif et passif, de façon à pouvoir effectuer les différentes mesures sans que l'état ambiant du plasma puisse avoir changé. Dans ces conditions, à chaque fréquence angulaire ω , nous sommes en mesure de comparer la valeur du spectre croisé $s(\omega)$ à celle de la partie réelle de l'impédance de transfert $\text{Re}[Z(\omega)]$. Il est alors possible de définir une température équivalente $T(\omega)$, telle que

$$(4.4.1) \quad s(\omega) = \frac{\kappa T(\omega)}{\pi} \text{Re}[Z(\omega)]$$

Or la valeur de la température électronique T_e des électrons thermiques du plasma, peut-être calculée à partir de la mesure de $\text{Re}[Z(\omega)]$ qui n'est pas affectée par l'éventuelle présence d'une population suprathermique. Nous sommes donc en mesure de vérifier si, à la fréquence ω , les ondes électrostatiques sont en équilibre thermodynamique avec les électrons thermiques du plasma. Dans le cas général l'expression reliant T_e à $T(\omega)$ est une relation intégrale. Par exemple, lorsque les dipôles sont placés dans leur configuration parallèle on obtient

$$(4.4.2) \quad T(\omega) = T_e \frac{\frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \text{Im}\left[\frac{1}{\epsilon_{\perp}}\right] A(k, \omega) dk}{\frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \text{Im}\left[\frac{1}{\epsilon_{\parallel}}\right] dk}$$

Lorsque les dipôles sont placés dans leur configuration perpendiculaire, l'expression de $T(\omega)$ s'obtient en changeant $\partial^2/\partial l^2$ par $l^{-1} \partial/\partial l$.

Cependant, le réhaussement du spectre croisé se produit à des fréquences légèrement supérieures à ω_p , pour lesquelles la contribution la plus importante aux intégrales de (4.4.2) provient des faibles valeurs de $k = k_r$ telles que $\text{Re}[\epsilon_{//}(\omega, k_r)] = 0$. Dans ces conditions, la température $T(\omega)$ prend la forme suivante

$$(4.4.3) \quad T(\omega) \approx A(\omega, k_r) T_e = \frac{(1-\alpha)F_e(\omega/k_r) + \alpha F_s(\omega/k_r)}{(1-\alpha)F_e(\omega/k_r) - \alpha v_e^2 \left[\frac{1}{u} \frac{\partial F_s(u)}{\partial u} \right]_{u=\omega/k_r}}$$

Lorsque l'on fait l'hypothèse que la fonction de distribution des particules suprathermiques est une Maxwellienne, il est très facile de calculer les paramètres n_s et T_s de cette distribution. De fait, pour des fréquences légèrement supérieures à ω_p , les vitesses de phase des ondes électrostatiques sont très grandes si bien que l'amortissement Landau de ces ondes est dû à la population suprathermique ; nous obtenons alors $T(\omega \approx \omega_p) = T_s$. Connaissant T_s , la valeur de n_s peut-être déduite de la mesure de la largeur du premier pic de résonance du spectre croisé.

Dans le cas le plus général, où l'on ne fait aucune hypothèse sur la forme de la fonction de distribution des particules suprathermiques $F_s(v)$, on est amené à résoudre l'équation intégrale (4.4.2). Il faut donc résoudre un problème inverse consistant à trouver une fonction $F_s(v)$ qui respecte les variations de $T(\omega)$ dans l'intervalle de fréquences où le spectre croisé a été mesuré, et de plus montrer que la solution trouvée est unique. Ce problème n'a pas encore été abordé en détail, cependant nous pensons que l'on dispose de suffisamment d'informations pour le résoudre.

De fait, examinons maintenant la correspondance qui relie la mesure de $T(\omega)$, dans un intervalle de fréquence $\Delta\omega$, à la mesure de la

fonction de distribution des électrons dans un intervalle Δv . Ainsi que nous l'avons déjà signalé, à une fréquence ω donnée, la valeur de $T(\omega)$ est déterminée par l'interaction entre l'onde électrostatique, se déplaçant avec une vitesse de phase $v_\phi = \omega/k_r$ dans le plasma, et les électrons se déplaçant à la même vitesse. Quand on s'éloigne de la fréquence plasma, où v_ϕ est infinie, vers des fréquences supérieures, la vitesse de phase décroît rapidement. La mesure de $T(\omega)$, en fonction de la fréquence, correspond donc à une exploration continue de la fonction de distribution électronique dans le domaine des vitesses. Prenons un exemple concret : si nous désirons mesurer la fonction de distribution électronique entre les énergies $E_1 = 10$ eV et $E_2 = 1$ eV, il faut mesurer $T(\omega)$ dans un intervalle de fréquence $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ tel que

$$(4.3.4) \quad E_1 - E_2 = \frac{1}{2} m_e \left[\frac{\omega_1}{k_{r1}} \right]^2 - \frac{1}{2} m_e \left[\frac{\omega_2}{k_{r2}} \right]^2$$

Les valeurs de ω_1/k_{r1} et de ω_2/k_{r2} , peuvent être calculées numériquement en résolvant l'équation $R[\epsilon_{//}(\omega, k_r)] = 0$. Si nous prenons des conditions ionosphériques typiques, telles que la vitesse des électrons thermiques v_e soit égale à 200 km/s ($T_e = 2600^\circ\text{K}$), $n_s/n = 10^{-3}$ et $T_s/T_e = 100$, nous trouvons que $\omega_1/\omega_p = 1.017$ et $\omega_2/\omega_p = 1.27$.

Par conséquent, la méthode de mesure que nous préconisons, est particulièrement bien adaptée à la détermination de la fonction de distribution des électrons dont l'énergie est comprise entre 10 eV et 1 eV.

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.1. Description du dispositif expérimental

Les travaux expérimentaux ont été effectués dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E. à Orléans. Ce caisson est doté d'un système de bobines permettant de compenser le champ magnétique terrestre, afin de rendre le plasma isotrope ; on parvient ainsi à réduire le champ magnétique à moins de 10 milligauss dans la zone utile du plasma (ILLIANO et al, 1975). Dans le but de rendre le plasma homogène, il a été installé à l'intérieur du caisson, un système de confinement du plasma au moyen d'un champ magnétique multipolaire. Ce système qui a été conçu et mis au point aux Etats-Unis pour des plasmas de forte densité, a été transposé aux plasmas de faible densité que nous utilisons (ARNAL, 1976). D'autre part, il a été installé à côté du caisson un ensemble de commande et contrôle automatiques, et de centralisation des mesures, basé sur un miniordinateur du type Télémécanique T2000 (GILLE, 1976)

Dans un premier stade, il a fallu construire le dispositif expérimental, comprenant d'une part un ensemble de capteurs, et d'autre part un ensemble électronique.

Les capteurs sont des antennes dipôles du type double-sphère. On en a construit trois, dont une d'émission et deux de réception. Mécaniquement, toutes les trois sont semblables : la distance entre les deux sphères est réglable dans une plage de 0 à 15 cm ; d'autre part, on peut remplacer une paire de sphères d'un diamètre donné par une paire d'un autre diamètre. Les diamètres des sphères construites sont respectivement de 1 cm, 2 cm et 3 cm. Sur le plan électronique il y a les différences suivantes : l'antenne d'émission comporte les circuits nécessaires à l'injection dans le plasma d'un courant H.F. à peu près constant, indépendamment de l'état du plasma, tandis qu'une antenne de réception comporte un préamplificateur différentiel à très haute impédance d'entrée. Chaque expérience nécessite la mise en oeuvre de deux antennes, soit une d'émission et une de réception (mode actif), soit deux de réception (mode passif).

Pour faciliter l'expérimentation en caisson, on a construit un chariot permettant de faire varier la distance entre les deux antennes, dans une plage de 0 à 50 cm, par télécommande et sans détruire le vide.

Le mouvement mécanique déplace les deux antennes en même temps, symétriquement par rapport à l'axe du caisson (voir figure 33). Dans le but de minimiser au maximum l'effet de l'inhomogénéité du plasma, on déplace les sondes de façon à ce que la ligne joignant les centres des deux antennes soit perpendiculaire à l'axe du caisson. De fait, par suite de l'emploi d'une source qui fournit le plasma sous forme de jet, il existe un gradient de densité le long de l'axe du caisson, qui a d'ailleurs été considérablement réduit à la suite de l'emploi des aimants de confinement.

L'ensemble électronique, dont le rôle est de mesurer les caractéristiques des capteurs précédemment décrits lorsque ceux-ci sont placés dans le plasma, comprend deux parties : l'une sert à étudier le mode actif de mesure, et l'autre le mode passif. Cet ensemble est relié au mini-ordinateur T2000, qui commande le déroulement des séquences de mesure et gère les données recueillies.

La première partie du dispositif électronique, permettant d'effectuer des mesures en mode actif, comporte un émetteur, un récepteur, et un transféromètre qui mesure l'atténuation et le déphasage du signal reçu au signal émis (voir figure 34). Du côté émission un synthétiseur de fréquence commandé par le T2000, produit un signal dont la fréquence f varie de 0 à 13 MHz. Du côté réception, on mélange le signal à la fréquence f issu de la sonde avec une oscillation locale à la fréquence $f = 20$ MHz. Après filtrage par un amplificateur accordé, seule la fréquence intermédiaire de 20 MHz est prise en compte. Pour la rendre compatible avec la gamme de fonctionnement du transféromètre utilisé, on abaisse la fréquence à 1 MHz. Le signal de référence est fourni par la sortie 1 MHz du synthétiseur. Les données de gain et de phase sont envoyées au T2000.

Dans le mode passif, les deux antennes du capteur fonctionnent toutes les deux en réception, de manière à recueillir le bruit naturel du plasma. La deuxième partie de l'ensemble électronique calcule, pour chaque fréquence, les coefficients de corrélation en phase et en quadrature de ce bruit. Le schéma électronique correspondant est représenté sur la figure 35.

Les signaux sortant de chacune des sondes à la fréquence f , sont mélangés à la fréquence $f = 20$ MHz issue du synthétiseur ; seule la fréquence 20 MHz est prise en compte. L'avantage de se ramener à une

fréquence fixe, est que l'on peut alors régler aisément le déphasage de 90° nécessaire au calcul des coefficients en quadrature. En opérant de la sorte on obtient deux voies en phase et deux voies en quadrature. Une fois ce réglage effectué, on se ramène à une fréquence nulle par un nouveau mélange entre le 20 MHz issu du synthétiseur et le signal à 20 MHz sortant de chacune des voies de mesure. Les signaux issus de chacune des quatre voies de mesure, sont alors envoyés dans des filtres passe-bas, dont la largeur de bande F à 3 dB a été réglée de façon telle que $F = 25$ kHz. Les signaux sont ensuite multipliés entre eux et envoyés sur le T2000 qui acquiert les données. La sortie du corrélateur comporte deux voies : l'une correspond au calcul des coefficients de corrélation en phase (partie réelle du spectre croisé), et l'autre au calcul des coefficients en quadrature (partie imaginaire du spectre croisé). Les filtres passe-bas disposés à la sortie du corrélateur ont été réglés à 10 Hz ; le T2000 acquiert les données à une cadence de 2.5 kHz sur chacune des deux voies, et calcule la moyenne des signaux reçus.

V.2. Mesure des impédances de transfert

Les travaux expérimentaux se rapportant au mode actif, ont été réalisés en collaboration avec le Dr. I. FREESTON de l'Université de Sheffield (FREESTON et al, 1976). Comme nous l'avons déjà signalé, les expériences ont été effectuées avec les antennes de la sonde à deux dipôles, disposées dans leur configuration parallèle ou perpendiculaire (cf figure 11).

Pour une configuration donnée, la géométrie de la sonde est caractérisée par trois paramètres : la distance l entre les centres des dipôles ; la longueur électrique d d'une antenne, égale à la distance entre les centres des deux sphères ; le diamètre d'une sphère, qui était de 2 cm dans la plupart des expériences décrites ci-dessous.

Les mesures d'impédances ont été effectuées de la manière suivante :

- le balayage en fréquence est commandé par le T2000. Les mesures se déroulent en gardant constante l'amplitude A (en décibels) de la tension issue du synthétiseur de fréquence (voir figure 34) ; l'amplitude et la phase des impédances mesurées sont alors enregistrées dans la mémoire du T2000. Signalons que, pour une amplitude donnée du synthétiseur, le courant émis dans le plasma est approximativement proportionnel à la fréquence : pour l'amplitude $A = 0$ dB, il est de $1,7\mu\text{Veff}$ à 5 MHz.
- De manière à corriger tout effet de non-linéarité, dû soit à l'électronique soit à la réponse du plasma au courant émis, on réitère les mesures en changeant l'amplitude du synthétiseur. Seuls sont alors considérés comme exacts, et donc pris en considération à une fréquence donnée, les points de mesure dont la variation d'amplitude suit celle du synthétiseur.

De nombreuses expériences ont été effectuées dans des plasmas de paramètres caractéristiques divers, mettant en oeuvre des configurations et des dimensions variées des sondes ; ceci afin de se rendre compte dans quelle mesure les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie. Plutôt que de présenter l'ensemble de ces expériences, nous nous bornerons dans cette thèse à présenter les résultats issus de quatre cas typiques : deux pour la configuration parallèle, et deux pour la configuration perpendiculaire.

Le premier d'entre eux est illustré sur la figure 36, qui représente l'amplitude et la phase de l'impédance de transfert en fonction de ω/ω_p . La sonde a été employée dans sa configuration parallèle, avec les dimensions suivantes : $d = 5.5$ cm, $l = 11$ cm, diamètre des sphères de 1 cm. La densité du plasma est de $2,2 \times 10^5$ cm⁻³, correspondant à une fréquence plasma de 4,4 MHz. L'ordonnée de la figure 36a, qui illustre les variations du module de l'impédance de transfert normalisée par rapport à sa valeur dans le vide, est le rapport entre la tension mesurée à la sortie du récepteur divisée par la tension mesurée en l'absence de plasma. De même, la phase est normalisée par rapport à sa valeur dans le vide. Les courbes expérimentales ont été tracées en traits pleins, les courbes théoriques en tirets. Ces dernières ont été calculées de manière à les faire coïncider le mieux possible avec les résultats : les valeurs ainsi obtenues sont 3.93 mm pour la longueur de Debye, et de 860° K pour la température électronique. La comparaison entre les courbes théoriques et expérimentales induit les remarques suivantes :

- En dessous de la fréquence plasma, le module de l'impédance de transfert mesurée est supérieur à celui prévu par la théorie.

- A la fréquence plasma, la courbe théorique comporte un creux étroit et profond, qui ne se retrouve pas dans les résultats expérimentaux, où l'on observe plutôt un brusque changement de pente du module. Cependant, la théorie est applicable à un plasma à la fois homogène et Maxwellien. Or, nous avons vu au chapitre IV, qui traitait du cas homogène mais non Maxwellien, qu'il suffit d'un petit écart par rapport à la Maxwellienne pour que ce creux disparaisse. Toutefois, il ne semble pas que le plasma utilisé dans cette expérience présentait un écart du type requis. En revanche, on sait que le plasma n'est pas parfaitement homogène, mais il n'existe pas de théorie permettant de prédire l'influence de l'inhomogénéité sur la réponse en fréquence de la sonde. Ainsi, l'explication de l'absence du creux est suspendue à des développements théoriques futurs.

- L'amplitude du pic (ou résonance) de l'impédance est en accord à 1 dB près avec celle prévue par la théorie, mais elle se produit à une fréquence légèrement supérieure.

- La position en fréquence de l'antirésonance est de même en accord avec la théorie, mais la profondeur n'est pas respectée.

- En ce qui concerne la phase (figure 36b), le principal désaccord avec la théorie se situe au voisinage de la fréquence plasma. Par contre, la position en fréquence des zéros de la partie réelle de l'impédance de transfert, qui sont obtenus lorsque la phase est un multiple de π , est respectée à 2% près.

La figure 37 représente également le module et la phase de l'impédance de transfert de la sonde placée dans sa configuration parallèle, avec les dimensions suivantes : $d = 5.5$ cm, $l = 21$ cm, diamètre des sphères de 2 cm. La propagation entre les dipôles émetteur et récepteur se fait donc sur une distance à peu près deux fois supérieure à celle étudiée précédemment. Les paramètres caractéristiques du plasma, déduits de cette expérience, sont les suivants : fréquence de plasma $F_p = 3.2$ MHz, longueur de Debye $\lambda_D = 6.18$ mm, température électronique $T_e = 1017^\circ\text{K}$. Les remarques d'ordre général sont les mêmes que celles émises précédemment, aux différences près suivantes :

- L'amplitude du pic de résonance expérimental est amortie de 5 dB par rapport à celle prévue par la théorie. De plus, la fréquence de résonance se produit à une fréquence approximativement 5% supérieure à celle prévue théoriquement. Ceci pourrait résulter de l'effet d'inhomogénéité du plasma, dont les conséquences sont sensibles sur de grandes distances de propagation. Par contre, il est remarquable de constater que les zéros de la partie réelle de l'impédance, qui sont ici au nombre de quatre, sont en accord avec la théorie à moins de 2% près.

Examinons maintenant les résultats obtenus avec la sonde placée dans la configuration perpendiculaire. Les figures 38 et 39 représentent, en fonction de ω/ω_p , deux exemples typiques de mesures effectuées avec des dipôles dont la longueur individuelle est $d = 5.5$ cm, tandis que le diamètre des sphères utilisées est de 2 cm. Comme auparavant, les courbes en tirets illustrent la théorie, et les courbes en traits pleins l'expérience.

La figure 38 représente les résultats de la mesure de l'impédance de transfert entre deux dipôles séparés par une distance $l = 10.5$ cm. A partir des caractéristiques des courbes de module et de phase, on a pu déduire les paramètres du plasma suivant : $f_p = 2.75$ MHz, $\lambda_D = 7.6$ mm, $T_e = 1130^\circ\text{K}$.

La figure 39 représente les résultats obtenus lorsque l'on augmente la distance entre les deux dipôles ($l = 20.5 \text{ cm}$). Les paramètres du plasma, relatifs à cette expérience, sont : $f_p = 2.92 \text{ MHz}$, $\lambda_D = 6.83 \text{ mm}$, $T_e = 1084^\circ\text{K}$.

A partir de ces deux dernières figures, on peut remarquer que les principaux écarts entre théorie et expérience se produisent au voisinage de la fréquence plasma. De fait, l'amplitude du pic de résonance est toujours inférieure de quelques décibels à celle prédite par la théorie. Quant à la position de la fréquence de résonance, qui dans cette configuration devrait théoriquement se trouver à la fréquence plasma, elle se produit à une fréquence légèrement supérieure à cette dernière (de l'ordre de 3% à 5%). Par contre, il est intéressant de remarquer que pour des fréquences supérieures à f_p , les fréquences des anti-résonances dans le module de l'impédance de transfert, ainsi que les fréquences des zéros des parties réelles de l'impédance de transfert sont en accord à 2% près avec la théorie.

La conclusion générale de cette série d'expériences, effectuée en mode actif, est que l'accord avec la théorie commence à devenir suffisamment étroit, pour que l'on puisse envisager, à court terme, de se servir de la sonde à deux dipôles comme d'un instrument très adapté à la mesure de la densité et de la température des électrons thermiques du plasma spatial.

La détermination la plus précise de la densité et de la température électroniques, semble pouvoir être obtenue à partir de la mesure des zéros de la partie réelle de l'impédance de transfert, ainsi que de la mesure des fréquences d'anti-résonance du module de cette impédance. Bien entendu ces deux mesures sont théoriquement reliées, cependant il est frappant de constater que les erreurs sur les déterminations de la densité et de la température obtenues à l'aide de ces deux mesures, sont toujours inférieures à 2 %.

Le principal point de désaccord avec la théorie, provient de l'amplitude du pic de résonance, qui n'est jamais aussi aigüe que celle prédite par la théorie. Cet amortissement peut provenir de plusieurs sources :

- soit de l'inhomogénéité du plasma, due au gradient de densité présent à l'intérieur du caisson

- soit de l'inhomogénéité à petite échelle, produite par la présence de sphères pleines, de rayon fini, dans le plasma. Le rayon de ces sphères est approximativement de deux longueurs de Debye. Or, il apparaît d'après les calculs effectués par MALINGRE (1977), qu'un tel rayon puisse apporter certaines modifications dans les courbes de résonance de l'impédance de transfert, principalement au voisinage de la fréquence plasma.

- soit des conditions aux limites imposées par le volume fini du caisson. En effet, le plasma est produit à l'intérieur d'un cylindre, dont le volume utile correspond à un diamètre de 50 cm. Or, pour une fréquence telle que $\omega/\omega_p = 1.05$, la longueur de l'onde électrostatique excitée est encore de 20 cm dans les conditions typiques de fonctionnement du caisson.

- soit du comportement de l'impédance propre d'un dipole. De fait, au voisinage de la fréquence plasma, cette impédance peut prendre une très grande valeur lorsque le rayon des sphères est supérieur à la longueur de Debye du plasma. Dans ces conditions, il est très difficile de pouvoir émettre un courant dans le plasma, ce qui pourrait expliciter la forme des courbes expérimentales obtenues.

Le progrès dans le développement des sondes, exige donc l'amélioration des conditions techniques d'expérimentation sur les quatre points précités. Il faudrait notamment pouvoir développer des sondes dont le rayon des sphères soit inférieur ou égal à la longueur de Debye, et pouvoir mesurer constamment le courant émis dans le plasma par une sphère. De fait, à l'émission une partie du courant injecté dans chaque fil connecteur reliant une sphère au dispositif électronique, passe directement du fil au plasma, au lieu d'y parvenir par l'intermédiaire de la sphère. Cette perte de courant est due à la capacité parasite produite par la présence d'une gaine d'ions qui entoure le fil émetteur, et dont l'épaisseur est de quelques longueurs de Debye.

Signalons que ces différentes améliorations sont en cours de réalisation.

V.3. Mesure des spectres croisés.

Le schéma du dispositif électronique utilisé pour la mesure du spectre croisé est représenté sur la figure 35. Il est analogue à celui décrit par HARKER et ILIC (1974). Le balayage en fréquence du synthétiseur est commandé par le calculateur T2000, qui acquiert également les signaux sortant des voies en phase et en quadrature du corrélateur à une cadence de 2.5 kHz sur chacune des voies. En pratique, le balayage en fréquence est effectué par pas élémentaires $\Delta f \approx f_p/100$. A chaque palier de fréquence, les signaux sortant des voies en phase et en quadrature sont intégrés durant un temps τ qu'il nous reste à choisir. Dans ce but, il nous faut tout d'abord connaître le bruit propre de chacune des sondes réceptrices. D'après les mesures effectuées, la valeur de ce bruit est de $1,4 \mu\text{Veff}$ dans une bande passante $F = 25 \text{ kHz}$. D'autre part, dans la même bande passante, l'amplitude maximum du signal induit par le microchamp sur une antenne est de $14 \mu\text{Veff}$. Etant donné que chaque sonde atténue le signal d'un facteur 100, il en résulte que l'amplitude maximum du signal utile sortant de chacune des sondes est de $0.14 \mu\text{Veff}$, soit un signal dix fois plus faible que le bruit des sondes. Dans ces conditions, on peut montrer qu'à l'aide du dispositif électronique représenté sur la figure 35, il faut intégrer durant un temps $\tau = 0.5 \text{ s}$ pour avoir en sortie du corrélateur un signal utile dix fois plus fort que le bruit des sondes (MASSIF 1977).

L'erreur statistique ϵ_s , commise sur la mesure du spectre croisé peut être calculée d'après la formule due à BENDAT et PIERSOL (1976)

$$(5.3.1.) \quad \epsilon_s = \frac{2}{F} \sqrt{\frac{\Delta f}{\tau}}$$

Si on prend $\Delta f = F = 25 \text{ KHz}$ et $\tau = 0.5 \text{ s}$, l'erreur statistique commise est inférieure à 2%. Les chiffres que nous venons de donner, sont caractéristiques des conditions expérimentales dans lesquelles les mesures du spectre croisé ont été effectuées.

Dans les figures qui illustrent la suite de ce paragraphe, les courbes tracées en traits pleins se réfèrent aux résultats expérimentaux tandis que les courbes tracées en tirets se réfèrent à la théorie. Chaque figure est composée de deux courbes : la courbe supérieure représente la partie réelle du spectre, tandis que la courbe inférieure représente la partie imaginaire de ce spectre.

De même que pour le mode actif, les expériences ont été effectuées à l'aide de dipôles dont la longueur individuelle est $d = 5.5$ cm ; les sphères utilisées ont elles un diamètre de 2 cm.

Examinons tout d'abord les résultats obtenus lorsque la double sonde est placée dans sa configuration parallèle. La figure 40 représente en fonction de la fréquence, les parties réelle et imaginaire du spectre croisé mesurées lorsque la distance entre les deux dipôles est $l = 16$ cm. On peut observer qu'ainsi que le prédit la théorie faite pour un plasma Maxwellien homogène, la partie imaginaire du spectre ne présente aucune corrélation. A partir des caractéristiques de la courbe représentant les variations de la partie réelle, on peut déduire les paramètres du plasma suivant : $f_p = 3.73$ MHz, $\lambda_D = 5.51$ mm, $T_e = 1100^\circ\text{K}$. L'amplitude du pic de résonance, situé juste au dessus de f_p , correspond à une corrélation de $12,5 \mu\text{Veff}$ dans une bande passante de 25 kHz, alors que la théorie donne $10.5 \mu\text{Veff}$. L'erreur expérimentale commise sur la détermination de cette amplitude a été évaluée à 5%. Pour des fréquences telles que $f/f_p \approx 1.18$ ($f = 4.4$ MHz), on observe un très grand rehaussement de la valeur du spectre croisé. Ceci résulte de l'interaction d'une population d'électrons quasi-monoénergétiques, présente dans le plasma, avec des ondes électrostatiques dont les vitesses de phase sont égales aux vitesses des électrons. A partir de ces considérations, on peut évaluer l'énergie de ces électrons qui correspond à 1.4 eV. Il est à noter que la largeur du premier pic de résonance est plus grande que celle prévue par la théorie. Par contre, la position des fréquences des zéros du spectre est en accord à 2 % près avec la théorie.

Lorsque la distance entre les deux dipôles augmente ($l = 21$ cm), on peut voir sur la figure 41, que conformément aux prévisions théoriques, le premier pic de résonance devient plus fin, et que les oscillations au-dessus de la fréquence plasma sont plus nombreuses. Les paramètres du plasma déduits des caractéristiques de la partie réelle sont : $f_p = 3.58$ MHz, $\lambda_D = 5.25$ mm, $T_e = 920^\circ\text{K}$. L'amplitude du premier maximum de la partie réelle correspond à une corrélation de $9.9 \mu\text{Veff}$ dans une bande de fréquence $F = 25$ KHz, alors que théoriquement on trouve $9.3 \mu\text{Veff}$. Dans ce cas particulier, l'accord sur l'amplitude est donc excellent bien que la largeur du premier pic de résonance soit plus grande que celle prévue par la théorie.

De même , la position des fréquences des zéros de la partie réelle, qui sont ici au nombre de quatre, correspond bien aux calculs théoriques.

Examinons maintenant les résultats obtenus à l'aide de la double sonde placée dans sa configuration perpendiculaire. Signalons que pour des raisons d'ordre pratique, les mesures ont été effectuées avec les dipôles disposés de façon telle que la ligne qui joint leurs centres soit parallèle à l'axe du caisson, direction dans laquelle le gradient de densité est plus important.

La figure 42 représente, en fonction de la fréquence, les variations du spectre croisé des signaux reçus sur deux dipôles séparés par une faible distance ($l = 5.5$ cm). Dans cette configuration la distance entre les dipôles est égale à leur longueur, si bien que les quatre sphères se trouvent alors aux sommets d'un carré. On peut voir que la partie imaginaire du spectre ne présente aucune corrélation. A partir du comportement de la partie réelle du spectre, on trouve les paramètres du plasma suivants: $f_p = 4.4$ MHz, $\lambda_D = 4.4$ mm, $T_e = 970^\circ\text{K}$. L'amplitude du pic de résonance correspond à une corrélation de $12,8 \mu\text{Veff}$, dans la bande passante F, alors que théoriquement on obtient $12,7 \mu\text{Veff}$. Cependant, la largeur du pic de résonance est encore plus grande que celle prévue par la théorie. De plus, il faut signaler que d'aussi faibles distances entre les dipôles ne sont pas adaptées au diagnostic des plasmas, car le spectre croisé ne présente pratiquement aucun passage par zéro permettant de mesurer avec précision la température électronique.

La figure 43 représente les variations du spectre croisé, lorsque la distance entre les deux dipôles est accrue ($l = 20.5$ cm). Dans cette expérience il apparaît alors une composante corrélée dans la partie imaginaire du spectre.

Cette composante est vraisemblablement due à un effet d'inhomogénéité du plasma. De fait, l'impédance propre d'un dipôle plongé dans le plasma présente une importante composante résistive qui est maximum à la fréquence plasma. Cette partie résistive, associée à la partie capacitive de l'impédance, produit donc un déphasage dans les signaux reçus. Cependant lorsque les deux dipôles sont situés dans des régions où la fréquence plasma est semblable, le déphasage est le même pour les signaux

reçus sur les deux antennes, si bien qu'il n'apparaît aucune composante dans la partie imaginaire du spectre croisé. Par contre, lorsque les deux dipôles sont placés dans des régions où les fréquences plasmas sont différentes, il se produit un déphasage qui n'est pas le même pour les signaux reçus sur les deux antennes. Il apparaît alors une composante dans la partie imaginaire du spectre.

A partir des considérations que nous venons d'exposer, on peut en conclure que les deux pics principaux apparaissant dans la partie imaginaire du spectre, correspondent aux deux fréquences de plasma locales dans lesquelles les dipôles sont plongés. Dans l'exemple illustré sur la figure 43, ces deux fréquences sont respectivement $f_{p1} = 4.35$ MHz et $f_{p2} = 4.6$ MHz, ce qui correspond à une inhomogénéité telle que $\Delta f_p / f_p = 5.6\%$, sur une distance de 20.5 cm le long de l'axe du caisson.

On peut remarquer que les oscillations présentes dans la partie réelle du spectre, sont beaucoup moins régulières que celles obtenues dans un plasma homogène. Ce spectre semble se présenter comme un battement de plusieurs ondes électrostatiques.

La conclusion générale de cette série d'expériences effectuées en mode passif, est que l'accord avec la théorie semble être meilleur que celui obtenu en mode actif. De fait l'amplitude du pic de résonance du spectre croisé ne diffère jamais de plus de 10% avec celle prédite par la théorie, tandis que pour les fréquences des zéros, l'accord est meilleur que 2%. Le seul point de désaccord important est dû à la largeur du premier pic de résonance, qui est toujours supérieure à celle que l'on attendrait théoriquement.

Ces résultats semblent donc indiquer que l'erreur produite sur l'amplitude du pic de résonance de l'impédance de transfert, pourrait principalement être imputable à l'excitation du terme "froid" de cette impédance, étant donné que l'excitation du terme "chaud"-liée aux propriétés du spectre croisé- semble conduire à de meilleurs résultats expérimentaux.

Quoi qu'il en soit, dans le but de vérifier de telles hypothèses, il s'avère indispensable de modifier la partie de l'électronique associée directement aux antennes de façon à permettre à chacune d'entre elles de fonctionner alternativement en émission et en réception. Il sera donc possible d'effectuer simultanément des expériences en mode actif et en mode passif dans le même plasma.

C O N C L U S I O N

La sonde à deux dipôles se révèle être un instrument de mesure particulièrement bien adapté à la détermination des paramètres des plasmas spatiaux :

- Utilisée dans le mode actif, elle permet d'accéder à la détermination de la température et de la densité des électrons thermiques du plasma. A cet égard, la mesure des fréquences des zéros de la partie réelle de l'impédance de transfert, qui n'est que très peu affectée par la présence éventuelle d'électrons suprathermiques, semble conduire aux meilleurs résultats expérimentaux.

- Utilisée dans le mode passif, elle permet grâce à la mesure du microchamp, de détecter la présence d'une population suprathermique dans le plasma. Signalons que du point de vue expérimental, c'est à notre connaissance la première fois que les propriétés du microchamp naturel correspondant au niveau du bruit thermique, ont pu être mises en évidence au voisinage de la fréquence plasma. Cette nouvelle technique de sondage du plasma semble très prometteuse ; elle est tout à fait semblable, vis à vis du sondage local du plasma, à la technique de diffusion incohérente qui a été utilisée avec succès pour le sondage à distance du plasma ionosphérique. Cependant l'avantage de la mesure que nous préconisons, est qu'elle permet de mesurer la totalité du spectre en fréquence sans perturber l'état local du plasma ambiant. Ces propriétés devraient permettre de résoudre avec plus de précision, le problème inverse consistant à remonter à la fonction de distribution électronique d'un plasma hors d'équilibre, au moyen de la mesure du spectre croisé.

De fait, il apparaît qu'en combinant les techniques de mesure active et passive, tout écart de la fonction de distribution par rapport à sa forme Maxwellienne pourrait être facilement mis en évidence. Cette façon de procéder se révèle d'ailleurs être parfaitement adaptée à la mesure d'électrons dont les énergies se situent entre 1 eV et 10 eV. Or cette gamme d'énergie correspond à un domaine où les analyseurs électrostatiques donnent souvent des résultats erronés. Par conséquent, la méthode que nous proposons, comble la lacune qui existait dans la mesure d'électrons de telles énergies.

Cependant, si la majorité des problèmes relatifs à un plasma chaud isotrope et homogène sont bien compris, il n'en n'est pas de même lorsque ce plasma est inhomogène. Cette dernière circonstance a été rencontrée lors d'expériences réalisées en plasma de laboratoire, et des efforts théoriques restent encore à accomplir pour tenir compte de ces effets perturbateurs. Soulignons que l'effet d'inhomogénéité locale, lié à la présence des sphères -de rayons finis- plongées dans le plasma, pourrait être grandement amoindri par l'utilisation de sphères de rayons égaux, sinon inférieurs, à la longueur de Debye du plasma.

Sur le plan théorique, un effort supplémentaire est encore nécessaire pour faire intervenir l'influence du champ magnétique terrestre. A cet égard, il semblerait également très opportun d'étendre les travaux effectués sur le plan expérimental, au cas d'un magnétoplasma.

En conclusion, nous pensons qu'une méthode de diagnostic nouvelle, visant simplement à écouter le bruit naturel du plasma, in situ, et à le caractériser par des techniques de corrélations, pourrait conduire à des résultats particulièrement intéressants quant à la compréhension des bruits d'origine électrostatique observés dans l'espace. Il serait ainsi possible de mettre en évidence, non seulement les microchamps liés au bruit de niveau thermique dans un plasma stable, mais également les champs turbulents engendrés par tout mécanisme d'instabilité.

DEUXIEME PARTIE :

ACCESSIBILITE AUX MOUVEMENTS D'ENSEMBLE DU PLASMA

VII - INTRODUCTION

Les mouvements d'ensemble des divers constituants du plasma environnant l'espace circumterrestre - électrons et ions - doivent être pris en considération, en tant que paramètres caractéristiques, au même titre que le sont leurs densités numériques, leurs températures et leurs fonctions de distribution ; aspects que nous venons d'aborder dans la première partie de cette thèse. Cependant, bien que l'importance de ces mouvements dans la géophysique externe ait été reconnue depuis longtemps, il existe encore peu de moyens de les mesurer correctement, c'est-à-dire de façon vectorielle, avec précision, en fonction de l'heure et de la position dans l'espace à l'échelle mondiale. En effet, et plus peut-être que tout autre paramètre du plasma, les vitesses de mouvement de ses constituants à une heure et un endroit donnés, ne peuvent être comprises que dans le cadre d'un système de circulation et de courants à l'échelle de la magnétosphère entière. C'est pourquoi, bien que certaines mesures de vitesse puissent être obtenues à l'aide de moyens au sol, comme par exemple les sondeurs à diffusion incohérente, ou encore par des expériences en fusée, comme le lâcher de nuage de baryum, le caractère géographique ponctuel de ces mesures restreindra toujours leur intérêt. Pour tracer la répartition géographique d'un phénomène à grande échelle, comme le mouvement du plasma, la meilleure méthode semblerait être l'emploi d'un satellite. Celui-ci devrait être équipé d'un ensemble de sondes, chacune d'elles étant sensible aux mouvements relatifs d'un ou plusieurs constituants du plasma et capable d'en mesurer une ou plusieurs composantes de leurs vitesses. Connaissant, alors, la vitesse d'un constituant du plasma par rapport aux sondes, et d'autre part la vitesse orbitale du satellite, il serait facile d'en déduire la vitesse de ce constituant par rapport à la terre.

Cette étude se limite à des mesures faites dans la magnétosphère, où les collisions sont négligeables, les mouvements des divers constituants chargés du plasma étant soumis à l'influence du champ magnétique terrestre. Il est alors instructif de diviser les vecteurs vitesses qui caractérisent ces mouvements en leurs composantes parallèles et perpendiculaires au champ magnétique, car les problèmes de mesure à partir d'un satellite se posent différemment pour l'une ou l'autre de ces deux composantes.

Dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, les constituants du plasma ne peuvent se déplacer systématiquement qu'en présence d'un champ électrique statique. Ceci étant, ils se déplacent tous ensemble à la même vitesse \vec{U}_{\perp} , qu'on appelle la vitesse de circulation du plasma, et qui est liée au champ électrique \vec{E}_{\perp} par l'expression bien connue

$$(7.1) \quad \vec{E}_{\perp} + \vec{U}_{\perp} \times \vec{B}_0 = 0$$

où \vec{B}_0 est le vecteur induction du champ magnétique. Soulignons que \vec{U}_{\perp} est plutôt la vitesse commune de circulation du plasma et des lignes du champ magnétique, parce qu'en l'absence de collision, le plasma est "gelé" à ce champ. Pour connaître la vitesse de circulation \vec{U}_{\perp} , il suffit donc de mesurer \vec{E}_{\perp} et ensuite de calculer \vec{U}_{\perp} à l'aide de la relation (7.1). Dans les rares mesures de la vitesse de circulation qui ont été faites jusqu'à présent dans les régions de la magnétosphère ici considérées, c'est cette dernière méthode qui a été adoptée (GURNETT, 1970). Le moyen mis en oeuvre pour mesurer directement le champ électrique a été la double sonde électrostatique, dispositif simple qui est toutefois assujéti à des erreurs dues à la différence entre les potentiels de contact des deux sondes avec le plasma (FAHLESON, 1967). Dans le chapitre VIII de cette thèse nous montrons que ces erreurs pourraient être éliminées par l'emploi d'une sonde quadripolaire carrée, représentée sur la figure 2a, utilisée à des fréquences voisines de celle de la résonance hybride basse du plasma. De fait, aux alentours de cette fréquence, la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique ne joue aucun rôle.

Dans la direction parallèle au champ magnétique, les mouvements des constituants du plasma ne sont pas influencés par ce champ. Les vitesses des mouvements parallèles peuvent donc être différentes pour les différents constituants. Si la vitesse des électrons est différente de la vitesse moyenne des ions, cela implique l'existence d'un courant électrique dans le plasma. La densité du courant est

$$(7.2) \quad \vec{J} = ne \left(\sum_i \mu_i \vec{U}_i - \vec{U}_e \right)$$

où n est la densité électronique, e est la charge de l'électron en valeur absolue, \vec{U}_e est le vecteur vitesse moyenne des électrons, les \vec{U}_i sont les vitesses moyennes des différents ions que nous supposons être tous simple-

ment chargés, et les μ_j sont les proportions numériques de ces ions dans le mélange. L'équation (7.1) signifie qu'il ne peut y avoir une composante de courant dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, car dans ce plan les vitesses de tous les constituants sont les mêmes, de sorte que le membre de droite de l'équation (7.2) est nul. Autrement dit, le plasma magnétosphérique est très mauvais conducteur dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Par contre, dans la direction parallèle, le plasma est excellent conducteur, et rien ne s'oppose à l'écoulement de courants électriques dans cette direction.

Les courants électriques alignés avec le champ magnétique terrestre jouent un rôle fondamental dans la physique de la magnétosphère. Ils sont les plus forts à des latitudes géomagnétiques élevées, dans la zone aurorale (67° - 72°), ainsi qu'au bord de la calotte polaire juste au-dessus de cette zone. De tels courants sont un aspect permanent de la circulation générale de la magnétosphère (VASYLIUNAS, 1970) mais ils deviennent particulièrement forts pendant des sous-orages magnétiques (AKASOFU, 1970). Signalons également que juste au-dessus de la zone aurorale se trouve un autre système de courants alignés, dû à la pénétration du vent solaire à basses altitudes par la voie des lignes neutres qui existent dans la magnétopause du côté jour de la terre (HEIKKILA et WINNINGHAM, 1971). En dessous de la zone aurorale, entre celle-ci et la plasmopause (latitude 60° - 67°), il existe aussi en permanence des courants alignés moins forts, dûs à l'interaction du champ électrique de la circulation générale avec le courant annulaire de protons piégés (VASYLIUNAS, 1972). Enfin, dans la plasmasphère, aux latitudes inférieures à 60° , de faibles courants alignés maintiennent égaux les potentiels de l'ionosphère en des paires de points conjugués magnétiques. Ainsi les courants alignés existent à l'échelle mondiale, et il serait d'un grand intérêt pour la géophysique de pouvoir en tracer expérimentalement la carte.

Malheureusement, la mesure directe de courants alignés à partir d'un satellite pose des problèmes techniques assez ardues. Passons brièvement en revue les moyens disponibles.

L'un des moyens les plus simples est le magnétomètre triaxial, qui décèle entre autres la perturbation du champ magnétique produite par ces courants. Cette technique a la particularité d'être sensible au

courant total, sans distinction entre les différents porteurs. Toutefois, ces mesures sont en général difficiles à interpréter, car la relation entre le courant électrique et la perturbation magnétique n'est pas de nature locale ; en effet, le courant est lié au rotationnel du champ.

Lorsque les courants alignés sont portés par des particules énergétiques, ils peuvent être mesurés par les diverses techniques de comptage de ces particules. Par exemple, dans une expérience en fusée mettant en oeuvre à la fois un magnétomètre et un ensemble de détecteurs de particules, CLOUTIER et al. (1970) ont trouvé qu'environ le tiers du courant dans l'une des deux nappes qu'avait décelé le magnétomètre était porté par des électrons précipités avec des énergies dans la gamme 2-18 keV ; il s'agissait bien entendu d'un courant dirigé vers le haut. Par contre, dans la nappe voisine où le courant était dirigé vers le bas, on n'a décelé aucun flux de particules remarquables, ce qui signifie que le courant était porté presque entièrement par des particules dont les énergies étaient en-dessous du seuil des compteurs (2 keV).

Jusqu'à maintenant, il n'existe pas d'observations directes de courants portés par les particules du plasma thermique (ici nous appelons thermique toute particule dont l'énergie est inférieure à 1 eV). Cependant, de tels courants doivent exister pour assurer la continuité des courants injectés dans l'ionosphère par suite de la précipitation de particules énergétiques. Ces dernières créent une charge d'espace, donnant lieu à un champ électrique qui provoque l'écoulement du courant. Dans la magnétosphère, ces courants s'écoulent parallèlement aux lignes de force, sous l'influence des composantes parallèles des champs électriques. Comme, sous cette influence, les ions du plasma thermique sont beaucoup moins mobiles que les électrons, ces derniers portent la presque totalité des courants. La question se pose donc de savoir comment mesurer ces courants, ou - ce qui revient presque au même - de savoir comment mesurer la vitesse d'ensemble des électrons le long des lignes de force.

Or, on pourrait penser, comme dans le cas des mouvements perpendiculaires au champ magnétique, qu'il suffirait de mesurer la composante appropriée du champ électrique, puis, connaissant par la théorie la relation entre ce champ et la vitesse d'ensemble des

électrons, calculer la vitesse correspondant au champ observé. Malheureusement, cette procédure n'est pas pratique, bien que la mobilité des électrons dans la direction parallèle au champ magnétique soit bien connue théoriquement pour un plasma thermique stable. La raison en est que cette mobilité est extrêmement élevée, de sorte que même des vitesses d'ensemble des électrons non négligeables devant leurs vitesses thermiques, et correspondant donc à des perturbations appréciables de la fonction de distribution de leurs vitesses, ne correspondent qu'à des champs électriques très faibles, bien inférieurs aux seuils de sensibilité des techniques actuelles de mesure.

Aux hautes latitudes, dans la zone aurorale et ses environs, les courants alignés sont parfois suffisamment forts pour rendre le plasma instable vis-à-vis des ondes acoustiques ioniques ou cyclotroniques ioniques (KINDEL et KENNEL, 1971). En gros, ces instabilités se déclenchent lorsque, dans la direction parallèle au champ magnétique, la vitesse d'ensemble des électrons dépasse leur vitesse thermique, qui est typiquement de l'ordre de 300 km/s. La turbulence ainsi engendrée augmente la résistivité parallèlement au champ magnétique, et le courant est alors accompagné d'un champ électrique parallèle qui est suffisamment fort pour pouvoir être mesuré (~ 10 mV/m), et qui effectivement l'a été à plusieurs reprises (MOZER et al., 1970). Là encore, cependant, il n'est pas possible de déterminer les courants parallèles, car pour l'instant il n'existe pas de théorie vraiment admise donnant la résistivité d'un plasma turbulent.

Il semble donc que la méthode de mesure du courant parallèle la plus appropriée serait de disposer d'une sonde sensible au mouvement d'ensemble des électrons porteurs du courant et capable d'en mesurer la vitesse. C'est pourquoi dans le chapitre IX de cette thèse nous étudions l'effet de ce mouvement, sur l'une des résonances dites "obliques" de l'impédance de transfert. Nous montrons alors que cet effet est sensible à la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique. La configuration de la sonde la plus adaptée à la mesure de la vitesse du mouvement est celle où les centres des quatre sphères, qui composent la sonde quadripolaire, sont situés sur une même ligne, déterminant ainsi une seule direction de résonance oblique.

Signalons enfin, que les études théoriques visant à mettre en évidence l'effet d'un mouvement d'ensemble du plasma sur l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire, ont été développés dans le cadre d'une théorie magnétoplasma froid.

VIII - EFFET D'UN MOUVEMENT DU PLASMA PERPENDICULAIREMENT AU
CHAMP MAGNETIQUE SUR LA RESONANCE HYBRIDE BASSE

L'effet du mouvement sur la mesure de l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire, dépend uniquement de la vitesse \vec{V} de la sonde par rapport au plasma. Etant donné que le champ magnétique terrestre rend le plasma anisotrope, il est utile de diviser la vitesse relative \vec{V} en deux composantes.

- Une composante $\vec{V}_{//}$ parallèle au champ magnétique,
- une composante \vec{V}_{\perp} perpendiculaire à ce champ.

Il est facile de montrer qu'aux altitudes élevées où les collisions sont rares et le plasma en conséquence très anisotrope, l'effet du mouvement sur la résonance hybride basse de l'impédance de transfert, est dû presque entièrement à la composante \vec{V}_{\perp} . En effet dans le domaine de fréquences considérées, si S désigne la constante diélectrique perpendiculaire et P la constante diélectrique parallèle, le module du rapport S/P est très petit devant l'unité. Or la variation de l'impédance, par suite de l'effet du mouvement, est fonction du vecteur $(\vec{V}_{\perp} + |S/P|\vec{V}_{//})$. Par conséquent, la composante $\vec{V}_{//}$ ne joue qu'un rôle secondaire. En se plaçant dans un trièdre lié à la terre, on peut considérer que \vec{V}_{\perp} est la différence de deux vitesses :

- la vitesse de circulation du plasma \vec{U}_{\perp}
- la composante perpendiculaire au champ magnétique de la vitesse orbitale du véhicule qui porte la sonde.

Cette dernière composante peut être connue grâce à la trajectographie, et en lui retirant \vec{V}_{\perp} on obtient la vitesse de circulation du plasma.

Il reste donc à savoir comment déterminer la vitesse \vec{V}_{\perp} à partir des mesures de l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire. Pour cela, nous allons étudier le cas particulier de la sonde asymétrique à configuration carrée représentée sur la figure 2a, dont le plan est maintenu perpendiculaire au champ magnétique terrestre,

comme par exemple il pourrait l'être si la sonde était embarquée sur un satellite stabilisé magnétiquement. Pour une telle sonde l'effet du mouvement se traduit par un effet de non-réciprocité : autrement dit, l'impédance de transfert est changée si l'on intervertit les positions des sphères émettrices et réceptrices (voir figure 44).

Cet effet est très important, pour deux raisons. Premièrement, il s'agit d'un effet catégorique du mouvement, ne pouvant être attribué à aucune autre cause physique. Deuxièmement, il permet de résoudre l'ambiguïté de la direction de la vitesse car l'inversion de cette direction équivaut à l'inversion des sphères émettrices et réceptrices (figure 44).

Pour obtenir l'impédance de transfert de la sonde quadripolaire représentée sur la figure 44, on calcule la différence de potentiel $\Delta\phi$ entre les sphères réceptrices R_1 et R_2 , lorsqu'un courant I traverse le milieu entre les sphères émettrices E_1 et E_2 . On peut se représenter cette situation en considérant que les sphères E_1 et E_2 émettent respectivement les courants $+I$ et $-I$. Dans la mesure où il est légitime d'assimiler les sphères à des points, le potentiel créé par les deux sphères émettrices est obtenu en superposant celui que créerait chacune d'elles en l'absence des trois autres sphères, et l'impédance de transfert est alors

$$(8.1) \quad Z_T = Z_{11} + Z_{22} - Z_{12} - Z_{21}$$

où Z_{ik} est l'impédance de transfert entre la sphère émettrice i et la sphère réceptrice k .

VIII.1 - Réponse impulsionnelle

L'effet du mouvement est facile à comprendre en terme de réponse impulsionnelle entre une sphère émettrice E et une sphère réceptrice R . Supposons qu'à la place d'un courant sinusoïdal, la sphère E émette une impulsion de courant $I(t) = Q_0\delta(t)$, où Q_0 est la charge totale émise et $\delta(t)$ la distribution de Dirac. Cette impulsion excite ainsi le milieu qui résonne. Nous appelons point d'émission le point qu'occupe la sphère E au temps $t = 0$, et prenons ce point comme origine du trièdre de référence, qui est fixe par rapport au milieu.

La sphère E reste inactive après avoir émis son impulsion, par contre la sphère R, qui est le point de réception, est transportée à la vitesse \vec{V} à travers le milieu résonant. L'effet du mouvement relatif sphère-plasma se traduit par une variation de la distance "point d'émission-point de réception".

En raison de l'anisotropie du milieu, l'effet du mouvement sur la réponse impulsionnelle dépend non seulement de l'amplitude du vecteur vitesse \vec{V} , mais aussi de sa direction. Or, étant donné la très faible valeur du paramètre $|S/P|$, au voisinage de la fréquence hybride basse les équipotentielles créées par une charge ponctuelle peuvent être assimilées, localement, à des cylindres de révolution. L'axe de ces cylindres est confondu avec la ligne de force du champ magnétique passant par la charge. Lorsque la sphère réceptrice R se déplace sur une même équipotentielle il n'y a pas de variation du signal reçu. L'effet de mouvement est alors négligeable. Ce cas correspond à un déplacement parallèle à la ligne de force du champ magnétique où a été émise l'impulsion. Par contre, l'effet de mouvement est maximum si R se déplace perpendiculairement au champ magnétique. La sphère réceptrice coupe alors différentes équipotentielles, ce qui module l'amplitude du signal reçu. En résumé, au voisinage de la fréquence hybride basse, c'est la variation de la coordonnée $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ du point de réception qui importe, et non celle de sa coordonnée z.

On peut montrer (POTTELETTE, 1972) que la réponse impulsionnelle $Z(t)$ entre une sphère émettrice E et une sphère réceptrice R, prend la forme suivante

$$(8.2) \quad Z(t) = C \omega_{HB} \left[\delta(\omega_{HB} t) - J_1(\omega_{HB} t) \right] / \rho(t) = b(t) / \rho(t)$$

où C est une constante, $J_1(\omega_{HB} t)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1, $\delta(\omega_{HB} t)$ est la distribution de Dirac, et ω_{HB} la pulsation hybride basse. Dans la magnétosphère cette dernière peut s'exprimer en fonction des gyropulsations ionique Ω_i et électronique Ω_e , on a

$$(8.3) \quad \omega_{HB}^2 = \Omega_e \Omega_i$$

Il nous faut maintenant expliciter $\rho(t)$. La figure 45 montre que la distance ρ_0 séparant le point d'émission du point de réception à l'instant initial, est devenue à l'instant t

$$(8.4) \quad \rho(t) = \left[\rho_0^2 + V_{\perp}^2 t^2 - 2\rho_0 V_{\perp} t \cos\psi \right]^{1/2}$$

La réponse impulsionnelle de la sonde quadripolaire représentée sur la figure 44, peut être exprimée comme une combinaison linéaire de fonctions analogues à (8.2) ; elle prend la forme

$$(8.5) \quad Z_T(t) = b(t) \sum_{i=1}^2 \sum_{k=1}^2 \frac{(-1)^{i+k}}{\rho_{ik}(t)}$$

où

$$(8.6) \quad \vec{\rho}_{ik}(t) = \vec{\rho}_{ik}(0) + \vec{V}_{\perp} t$$

VIII.2 - Réponse en fréquence

Retournons maintenant au domaine des fréquences en prenant la transformée de Fourier de $Z(t)$:

$$(8.7) \quad Z_T(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z_T(t) \exp(-i\omega t) dt$$

La figure 46 représente le module de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence normalisée $\chi = \omega/\omega_{HB}$, pour différentes valeurs du module de la vitesse $v = V_{\perp}/(\rho_0 \omega_{HB})$. Les courbes en pointillés illustrent le cas où la vitesse est nulle.

La figure 46a correspond à une situation où la réponse impulsionnelle $Z_T(t)$ ne s'annule pas. Les valeurs de l'angle ψ qui lui sont associées sont $0 < \psi < 25^\circ$ et $145^\circ < \psi < 180^\circ$. Cette figure montre que dans ce cas, la réponse de la sonde dans le domaine des fréquences est telle que le pic de résonance de l'impédance de transfert est amorti en présence d'un effet de mouvement, cet amortissement croissant avec le module de la vitesse. De même on peut montrer que lorsqu'on garde

constant le module de la vitesse, la hauteur du pic décroît lorsque l'angle ψ croît dans les limites prescrites ci-dessus.

La figure 46b illustre le cas où l'enveloppe de la réponse impulsionnelle $Z_T(t)$ s'annule ; l'angle ψ est alors compris entre 25° et 145° . Pour des vitesses très faibles ($v \leq 10^{-4}$), le module de l'impédance, dans le domaine des fréquences, présente un pic de hauteur finie à la fréquence hybride basse. Lorsque la vitesse croît, ce pic décroît en hauteur, puis il devient double. Nous observons alors un creux à la fréquence hybride basse. Désignons par $\Delta\omega$ la séparation de fréquence entre les deux pics, on a

$$(8.8) \quad \omega_{\text{pic}} = \omega_{\text{HB}} \pm \frac{\Delta\omega}{2}$$

avec

$$(8.9) \quad \Delta\omega \simeq \pi/t_1$$

où t_1 est le temps au bout duquel la réponse impulsionnelle s'annule. Ainsi donc, le phénomène du double pic, qui a lieu dans l'espace des fréquences, est associé, dans le domaine des temps, à une annulation de la réponse impulsionnelle.

Le module et la direction de la vitesse du plasma peuvent être mesurés à partir de ce phénomène de déboulement du pic. De fait, si dans un premier stade, nous mesurons un écart $\Delta\omega_1$ et qu'ensuite nous intervertissons les connexions entre les sphères émettrices et réceptrices, nous mesurons un écart $\Delta\omega_2$ tel que $\Delta\omega_2/\Delta\omega_1 \simeq t_1/t_2$, où t_1 et t_2 sont les temps au bout desquels les enveloppes des réponses impulsionnelles, associées aux réponses en fréquence, s'annulent. On peut montrer dans le cas général que le nombre d'informations nécessaires à la détermination de \vec{V}_1 , peut être obtenu à l'aide de quatre mesures effectuées en changeant successivement ψ en $\psi + 90^\circ$, $\psi + 180^\circ$ et $\psi + 270^\circ$. Ceci revient à faire jouer alternativement aux quatre sphères composant la sonde quadripolaire carrée, le rôle de la sphère émettrice ou réceptrice.

VIII.3 - Observation expérimentale dans l'ionosphère

Pour conclure ce chapitre, nous allons maintenant faire état de quelques données expérimentales qui confirment la réalité des effets prédits ci-dessus. Les effets sur l'impédance de transfert dûs à la vitesse ont été observés, dans le domaine de fréquences considérées, par BEGHIN (1970). Lors d'une expérience en fusée, effectuée dans l'ionosphère, il mesura l'impédance de transfert en fonction de la fréquence, de part et d'autre de la fréquence hybride basse. Pour cela, il fit varier la fréquence émise au cours du temps suivant un balayage linéaire entre 1 kHz et 13 kHz. La figure 47 représente le module de l'impédance mesuré en fonction de la fréquence ; il y apparaît notamment le phénomène du double pic et le creux à la fréquence hybride basse. Les nombreuses oscillations périodiques observées proviennent de ce que le champ magnétique n'étant pas perpendiculaire au plan de la sonde, les effets combinés de la rotation de la fusée et de sa vitesse se manifestent durant le balayage en fréquence. Le temps écoulé entre deux maxima consécutifs de ces oscillations correspond à une demi-période de spin, si bien que les mesures effectuées à deux tels instants successifs correspondent à deux orientations opposées de la projection de \vec{V}_\perp sur le plan de la sonde quadripolaire. En l'absence d'effet de vitesse, l'enveloppe de ces oscillations devrait se trouver sur une seule courbe de forme régulière. Nous voyons qu'ici il n'en est rien, et qu'au contraire, nous pouvons tracer deux enveloppes :

- l'enveloppe supérieure correspond à une direction de la vitesse telle que les sphères réceptrices sont amenées vers la région excitée, d'où une augmentation du signal reçu ;
- l'enveloppe inférieure correspond à une direction de la vitesse qui éloigne les sphères réceptrices de la région excitée, d'où une diminution du signal reçu.

Il s'agit donc d'une manifestation de l'effet de non-réciprocité que prédit la théorie. La figure 48 représente le module de l'impédance, mesuré en fonction de la fréquence, dans le cas où ce module présente un simple pic de résonance. Les effets dûs à la vitesse y sont également très visibles.

Afin de comparer plus étroitement notre théorie de l'effet de mouvement à l'expérience faite par BEGHIN, nous avons mis au point un programme calculant le module de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence, et qui tient compte d'inclinaisons quelconques de la vitesse et du champ magnétique sur le plan de la sonde. La figure 49 représente le module de l'impédance tel qu'il a été mesuré et tel que nous l'avons estimé théoriquement en supposant que la vitesse perpendiculaire au champ magnétique était uniquement celle de la fusée. La courbe en trait fort correspond à la mesure, la courbe en pointillés à la prévision théorique dans un magnétoplasma froid stationnaire, et la courbe en traits fins aux prévisions théoriques tenant compte de la vitesse. Sur cette dernière courbe apparaissent trois pics qui correspondent aux trois orientations privilégiées de la sonde par rapport au vecteur vitesse, pour lesquelles la vitesse emmène une sphère réceptrice sur un point d'émission, d'où une brusque augmentation du signal reçu. L'accord entre la courbe expérimentale et la courbe théorique est excellent avant la fréquence hybride, tandis qu'au-delà il l'est moins. Cette divergence provient de l'influence d'ondes électrostatiques excitées au-dessus de la fréquence hybride, dont le rôle n'a pas été considéré dans le cadre de la théorie plasma froid.

Malgré le point de désaccord que nous venons d'analyser, les résultats de cette expérience - qui a été la première tentative faite pour exciter la résonance hybride basse du plasma ionosphérique, et n'a donc pas été conçue pour étudier les effets de la vitesse - montrent clairement ces effets tels que la théorie le prévoit. Ces résultats sont donc très encourageants quant à la possibilité d'utiliser ces mêmes effets pour mesurer la vitesse de circulation du plasma magnétosphérique.

IX - EFFET D'UN MOUVEMENT DU PLASMA PARALLELEMENT AU CHAMP MAGNETIQUE SUR LA RESONANCE OBLIQUE BASSE

Les résonances obliques de la sonde quadripolaire se produisent pour certaines orientations, par rapport au champ magnétique, des lignes joignant une sphère émettrice à une sphère réceptrice. Elles ne peuvent avoir lieu que dans certains domaines de fréquence : la résonance oblique que nous avons choisi d'étudier et que nous désignons par "oblique basse", se situe entre la fréquence hybride basse et la gyrofréquence électronique. Dans le cadre de la théorie plasma froid, l'impédance de transfert de la sonde quadripolaire est alors infinie sur des cônes ayant comme axes le champ magnétique, les centres de ces cônes étant placés sur les sphères émettrices. Même si à une fréquence donnée, aucune des deux sphères réceptrices n'est située sur le cône de résonance de l'une ou de l'autre des deux sphères émettrices, elles peuvent être amenées à traverser ces cônes en raison de l'existence de la composante parallèle au champ magnétique de la vitesse d'ensemble du plasma. Par suite de ce mécanisme, il est clair que cette composante parallèle exerce un effet sur l'impédance de transfert de la sonde aux environs des résonances obliques.

D'autre part, si nous travaillons à des fréquences assez supérieures à la fréquence hybride basse, les mouvements des ions peuvent être négligés. Dans ce cas, c'est le mouvement des électrons qui est responsable de l'effet sur la résonance oblique basse de l'impédance de transfert et dont nous pouvons mesurer la vitesse, ce qui revient en fait à mesurer leur contribution au courant ainsi que le montre la formule (7.2).

Nous nous limitons à l'étude de la sonde quadripolaire représentée sur la figure 2b, dont les quatre sphères sont situées sur une même ligne, déterminant ainsi une seule direction de résonance oblique.

IX.1 - Réponse impulsionnelle

Comme dans l'étude précédente sur l'effet de mouvement à la fréquence hybride basse, nous allons calculer la réponse impulsionnelle de la sonde constituée par une sphère émettrice E et une sphère réceptrice R (voir figure 50). Ces deux sphères sont séparées par une

distance $\vec{r}_0 = \overrightarrow{ER}$ que nous supposons grande comparée à leurs rayons.

Rappelons tout d'abord que lorsqu'on calcule la réponse en fréquence, la sphère émettrice E est excitée par une source de courant alternatif $I = I_0 \exp(j\omega t)$ à la fréquence angulaire ω . Conformément à la théorie plasma froid, en l'absence de tout processus dissipatif, la résonance oblique est caractérisée par le fait que le potentiel créé par la sphère émettrice est infini sur un cône dont l'axe est parallèle au champ magnétique \vec{B}_0 et dont le demi-angle θ_0 est approximativement déterminé par la relation

$$(9.1) \quad \omega = \Omega_e \sin \theta_0$$

où ω est la fréquence angulaire émise et Ω_e la gyropulsation électronique. Comme nous l'avons précédemment signalé, la forme conique de la région la plus excitée par la résonance, rend cette dernière sensible aux courants parallèles aux lignes de champ magnétique. Etant donné que notre but est de montrer que cette résonance est sensible à la composante $\vec{V}_{//}$ de la vitesse des électrons parallèle à \vec{B}_0 , nous supposons par la suite que les autres composantes sont nulles.

Lorsque la sphère E émet une impulsion de courant $I(t) = Q_0 \delta(t)$, cette impulsion excite un volume d'électrons qui est transporté le long du champ magnétique avec la vitesse $\vec{V}_{//}$. Dans un trièdre de référence fixe par rapport aux sphères, l'effet du mouvement se traduit par une variation, à la fois en amplitude et en direction du vecteur \vec{r} joignant le point d'émission apparent S - qui à l'instant $t=0$ coïncide avec E et qui se meut par la suite avec les électrons - et le point de réception R qui lui reste fixe (figure 50). Par conséquent, la sphère réceptrice R franchit successivement une infinité de cônes de résonance excités par l'impulsion, ces cônes correspondant aux différentes fréquences de résonances obliques comprises entre la fréquence hybride basse et la gyrofréquence électronique. Comme nous pouvons le voir sur la figure 50, il nous faut distinguer deux cas, suivant que le produit scalaire $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0$ est positif ou négatif.

La réponse impulsionnelle $Z(t)$ prend la forme suivante (POTTELETTE, 1973)

$$(9.2) \quad Z(t) = \frac{C_1 \Omega_e}{r} \{ J_0(\Omega_e t \sin\theta) + \delta'(\Omega_e t) + \frac{\sin^2\theta}{2} [J_2(\Omega_e t \sin\theta) - J_0(\Omega_e t \sin\theta)] \}$$

où C_1 est une constante, J_0 et J_2 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2, et δ' est la dérivée première de la distribution de Dirac. De plus nous avons

$$(9.3) \quad \vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{V}_{//} t \quad \text{et} \quad \sin\theta(t) = r_0 \sin\theta_0 / r(t)$$

La réponse impulsionnelle complète $Z_T^a(t)$ de la sonde quadripolaire représentée sur la figure 2b, peut être calculée à partir d'une combinaison linéaire des fonctions analogues à (9.2).

IX.2 - Réponse en fréquence

Retournons maintenant au domaine des fréquences, en prenant la transformée de Fourier de $Z_T^a(t)$. La figure 51 représente pour $\theta_0 = 30^\circ$, le module de l'impédance de transfert $Z_T^a(\omega)$ de la sonde quadripolaire représentée sur la figure 2b, en fonction de $\chi_a = \omega / \Omega_e$ et pour les deux signes opposés de $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0$. Les courbes en pointillés illustrent le cas d'une vitesse nulle. Les courbes en traits pleins ont été tracées pour $r_0 = 1\text{m}$ et pour $V_{//} = 63 \text{ km/s}$, vitesse qui est inférieure à la vitesse thermique des électrons du plasma magnétosphérique. Dans les deux cas, la résonance est amortie et décalée en fréquence, et une série de pics secondaires apparaît. Le décalage en fréquence $\Delta\chi_a$ a le même signe que $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0$. Désignons par $\Delta\chi_a^+$ et $\Delta\chi_a^-$ respectivement, les décalages en fréquence correspondant à une même valeur de $\vec{V}_{//}$ mais à $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 > 0$ ou $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 < 0$. L'amplitude du décalage en fréquence croît avec le module de la vitesse : en particulier, $\Delta\chi_a^-$ est proportionnel à la racine carrée de $|\vec{V}_{//}|$. On a

$$(9.4) \quad \Delta\chi_a^- \approx - \frac{(1+\sqrt{2})}{2} \left[\frac{\pi V_{//}}{r_0 \Omega_e} \left| \sin 2\theta_0 \right| \right]^{1/2}$$

Ces résultats montrent que si nous interchangeons les rôles des sphères émettrices et réceptrices, ce qui est équivalent à l'inversion de $\vec{V}_{//}$, nous pouvons mesurer $\Delta\chi_a^+$ et $\Delta\chi_a^-$, et par conséquent $\vec{V}_{//}$. Cette mesure serait particulièrement importante dans la magnétosphère

car on pourrait en déduire la contribution des électrons thermiques aux courants alignés s'écoulant le long des lignes de force. Bien que cette contribution soit probablement très importante, aucune autre méthode de mesure n'existe pour l'instant.

Signalons pour conclure cette section, que ce travail a été repris par KHUEL (1974), puis par THIEL (1977) qui ont successivement étudié le rôle de l'agitation thermique des électrons sur le décalage en fréquence de la résonance oblique basse en présence d'une vitesse de dérive du plasma parallèle aux lignes de force du champ magnétique. Ces derniers ont pu montrer que lorsque le module de $\vec{V}_{//}$ est faible devant la vitesse thermique des électrons, la valeur du décalage en fréquence observé est moindre que celui prévu par la théorie plasma froid. Par contre, lorsque $\vec{V}_{//}$ devient comparable à la vitesse thermique (situation pouvant conduire à une instabilité du plasma), la valeur du décalage en fréquence correspond à celle prévue par la théorie plasma froid.

IX.3 - Résultats expérimentaux

L'intérêt porté à l'observation des résonances obliques dans un magnétoplasma, en tant que technique de diagnostic des paramètres physiques du plasma, s'est considérablement accru durant ces dernières années. La première preuve expérimentale de leur existence, a été apportée par FISHER et GOULD (1969) dans une expérience réalisée en plasma de laboratoire. Depuis lors de nombreuses expériences ont été effectuées avec succès tant en laboratoire que dans l'espace.

Récemment ILLIANO (1977) semble avoir réussi expérimentalement à observer les décalages en fréquence de la résonance oblique basse, produits par un mouvement d'ensemble des électrons parallèlement au champ magnétique. Cette expérience a été effectuée dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E. à Orléans. Le capteur employé est une sonde constituée de deux sphères S_1 et S_2 , séparées par une distance $r_0=25\text{cm}$, chacune d'entre elles pouvant alternativement travailler en émission ou en réception. L'effet de mouvement d'ensemble des électrons était induit au moyen d'une plaque placée à l'extrémité du caisson faisant face à la source, et polarisée de manière à attirer les électrons dans une direction parallèle au champ magnétique.

La figure 52 illustre les résultats obtenus. L'angle θ_0 formé par $\vec{S}_1 \vec{S}_2$ et le champ magnétique \vec{B}_0 est tel que $\theta_0 = 30^\circ$. La gyrofréquence électronique est $f_e = 1.88$ MHz et la fréquence plasma $f_p = 4.1$ MHz. La courbe en pointillés représente en unités arbitraires, en fonction de f/f_e , l'amplitude du signal reçu par la sphère réceptrice lorsque la vitesse d'ensemble du plasma parallèle à \vec{B}_0 est nulle (plaque portée au potentiel flottant). Si nous désignons par $\vec{V}_{//}$ la vitesse d'ensemble des électrons et par \vec{r}_0 le vecteur joignant la sphère émettrice à la sphère réceptrice, la courbe en tirets illustre le cas où $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 > 0$, et la courbe en traits pleins celui où $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 < 0$.

Lorsque $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 < 0$, on observe un décalage de la fréquence de résonance vers une fréquence plus basse que celle observée en l'absence d'effet de vitesse. La valeur de ce décalage est telle que $\Delta f^- = -150$ kHz.

Lorsque $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 > 0$, le décalage de la résonance se produit vers les fréquences supérieures et est tel que $\Delta f^+ \approx 75$ kHz.

A partir de la valeur de Δf^- on peut facilement calculer le module $V_{//}$ de la vitesse d'ensemble des électrons. De fait, pour une sonde constituée d'une sphère réceptrice et d'une sphère émettrice, la valeur de Δf^- calculée dans le cadre de l'approximation plasma froid est

$$(9.5) \quad \Delta f^- \approx -f_e \left[\frac{V_{//}}{2r_0 f_e} |\sin 2\theta_0| \right]^{1/2}$$

Compte tenu des valeurs de f_e et r_0 précédemment données, on trouve $V_{//} = 6.9$ Km/s. Bien entendu cette valeur ne doit être considérée que comme une première approximation. La théorie complète tenant compte de l'amortissement supplémentaire apporté par l'agitation thermique des électrons, conduirait à une valeur de la vitesse supérieure à celle calculée dans le cadre de l'approximation plasma froid.

Signalons enfin, que ce travail sur la résonance oblique basse doit trouver son application spatiale lors du tir de fusée PORCUPINE I, dont la date de lancement est fixée à Mars 1977. De fait, STOREY et THIEL se proposent de mesurer par ce biais, les courants alignés dans la zone aurorale.

X. CONCLUSION

Nous avons pu montrer qu'aux alentours de la fréquence hybride basse, la composante parallèle au champ magnétique de la vitesse de la sonde par rapport au plasma n'a aucun effet sur l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire. C'est la composante perpendiculaire \vec{V}_\perp qui, suivant son module et son orientation, amortit plus au moins le pic de résonance de l'impédance et produit même dans certains cas un double pic. Nous avons vu également qu'il est possible de déterminer le module et l'orientation de la vitesse \vec{V}_\perp à partir de la mesure de l'impédance de transfert. Cette technique de mesure permet de remonter à la détermination du champ électrique statique \vec{E}_\perp , perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique.

D'autre part, il apparaît que la composante \vec{V}_\parallel de la vitesse de la sonde par rapport au plasma, dirigée parallèlement aux lignes de force du champ magnétique, amortit et décale en fréquence la résonance oblique basse d'une sonde quadripolaire. A partir de ces propriétés et à l'aide de l'effet de non réciprocity présenté par la sonde en présence d'un tel mouvement, nous avons montré qu'il n'est pas difficile de mesurer le module et la direction de \vec{V}_\parallel . L'intérêt présenté par une telle mesure est qu'elle permet d'accéder à la contribution des électrons thermiques aux courant alignés magnétosphériques. Cette contribution est d'un grand intérêt géophysique et est très difficile d'accès par d'autres moyens.

R E M E R C I E M E N T S

Toute ma gratitude va au Docteur L.R.O. STOREY qui m'a initié à la recherche. Ses critiques et son intuition des réalités physiques ont guidé mon travail tout au long de sa progression.

Je remercie M. HIEBLLOT, Directeur du Centre de Recherches en Physique de l'Environnement, qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a permis d'y développer mes recherches. Je remercie également M. PETIT pour l'intérêt qu'il a porté à la réalisation de ce travail.

J'adresse mes plus vifs remerciements à tous les membres du jury pour avoir accepté de porter un jugement sur ce travail.

Le Docteur I. FREESTON, de l'Université de Sheffield, ainsi que M. ILLIANO m'ont tous deux apporté leur soutien pour vaincre les problèmes quotidiens auxquels se heurte tout expérimentateur. Je les en remercie sincèrement.

Je suis particulièrement reconnaissant à tous ceux qui ont participé à la réalisation des expériences effectuées dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E. à Orléans, et qui ont su maintenir l'esprit d'équipe nécessaire à une telle entreprise. Qu'il s'agisse de MM. ARNAL et FROT qui ont mis en oeuvre le caisson à plasma et l'ont adapté à nos fins, de M. GILLE qui s'est chargé de la programmation du T.2000, et de MM. MASSIF et PHAN qui ont mis au point l'électronique.

Je tiens également à remercier MM. BEGHIN, DEBRIE, FEIX et MALINGRE, avec qui j'ai eu de nombreuses et utiles discussions.

Mes remerciements vont aussi à l'ensemble du personnel du Laboratoire de Géophysique Externe pour l'atmosphère, à la fois amicale et stimulante, que j'y ai trouvée.

Enfin, qu'une place de choix soit faite dans ces remerciements à Mesdames CHAUVET, GILET, LANGERMAN et VANSCHOORISSE, sans le concours desquelles cette thèse n'aurait jamais pu prendre la forme qu'elle a aujourd'hui.

J'ai accompli ce travail au titre d'Attaché de Recherches au C.N.R.S. ; il a pu être mené à bien grâce à l'appui financier du Centre National d'Etudes Spatiales.

BIBLIOGRAPHIE

- AKASOFU, S.I. 1970 Particules and Fields in the Magnetosphere (Ed. B.M. Mc Cormac), p 34. Reidel. Publi. Co., Dordrecht, Holland.
- ANDRONOV, A.A. 1966 Kosmish. Issled. 4, 558.
- ARNAL, Y. 1977 Thèse Docteur Ingénieur, Orléans.
- BEGHIN, C. 1970 C.R. Acad. Sci., PARIS, 270, 431
- BEGHIN, C. et DEBRIE, R. 1972 J. Plasma Phys. 8 , 231
- BEKEFI, G. 1966 Radiation Processus in Plasma, Wiley and Sons, New-York.
- BENDAT, J.S. et PIERSOL, A.G. 1966 Measurement and Analysis of Random data, Wiley and Sons, New-York.
- BERK, H.L. 1963 Phys. Fluids. 7, 257
- BIRMINGHAM, T., DAWSON, J. et OBERMAN, C. 1965 Phys. Fluids 8 , 297.
- BOOKER, H.G. et SMITH, E.K. 1970 J. Atmos. Terr. Phys. 32 , 467.
- BRACE, L.H. et THEIS, R.F. 1973 Radio Sci. 8, 341
- BUJOR, M. 1976 Thèse Docteur Ingénieur, Orléans.
- CALEN , H.B. et WELTON, T.A. 1951 Phys. Rev. 83, 34.
- CHASSERIAUX, J.M., DEBRIE, R. et RENARD, C. 1972 J. Plasma Phys. 8, 231.
- CHASSERIAUX, J.M. 1973 Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris 6.
- CLOUTIER, P.A., ANDERSON H.R., PARK R.J., VONDRAK R.R. SPIGER R.J. et SANDEL B.R. 1970 J. Geophys. Res. 75, 2595.
- DERFLER, H. 1965 Proc. 7 th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, vol 2, 282.
- DERFLER, H. et SIMONEN, T.C. 1969 Phys. Fluids. 12, 269.
- DOERING, J.P., PETERSON, W.K., BOSTRON, C.O. et ARMSTRONG, J.C. 1975 J. Geophys. Res. 8, 3934.

- FAHLESON, U.V. 1967 *Space Sci. Rev.* 7, 238.
- FEJER, J.A. et KAN, J.R. 1969 *Radio Sci.* 4, 721.
- FISHER, R.K. et GOULD, R.W. 1969 *Phys. Rev. Lett.* 22, 1093.
- FREESTON, I.L., POTTELETTE, R. et STOREY, L.R.O. 1976 Note Technique C.R.P.E. 13.
- FRIED, B.D. et CONTE, S.D. 1961 *The Plasma Dispersion Function*, Academic Press New-York.
- GALPERIN, Y.I., DYMEK, M., KUTIEV, I., MULYARCHIK, T.M., SERAFIMOV, K.B., SHUISKAYA, F.K. et WERNIK, A. 1973 *Annales de Geophys.*, 1, 117.
- GEISSLER, K.H., GREENWALD, R.G. et CALVERT, W. 1972 *Phys. Fluids.* 15, 96.
- GILLE, P. Note Technique C.R.P.E. (à paraître).
- GRAFF, P. 1971 Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris 7.
- GURNETT, D.A. 1970 *Particles and Fields in the Magnetosphere* (Ed. B.M. Mc Cormac), p 239, Reidel. Publ. Co., Dordrecht, Holland.
- HARKER, K.J. et ILIC, D.B. 1974 *Rev. Sci. Instrum.* 45, 1315.
- HARKER, K.J., ILIC, D.B. et CRAWFORD, F.W. 1975 SU-IPR Report n° 610, Stanford University.
- HAYS, P.B. et NAGY, A.F. 1973 *Planet. Space Sci.* 21, 1301.
- HEIKKILA, W.J. et WINNINGHAM, J.D. 1971 *J. Geophys. Res.* 76, 883.
- HOOPER, E.B. 1971 *J. Plasma Phys.* 13, 1.
- ILLIANO, J.M. 1974 Note Interne GRI/NTP/131.
- ILLIANO, J.M., ARNAL, Y. et GILLE, P. 1975 International Conference on Technology of Scientific Space Experiments, p 459, Paris.
- ILLIANO, J.M. 1977 Communication personnelle.
- KINDEL, J.M. et KENNEL, C.F. 1971 *J. Geophys. Res.* 76, 3055.
- KUEHL, H.H. 1966 *Radio Sci.* 1, 971.
- KUEHL, H.H. 1967 *Radio Sci.* 2, 73.
- KUEHL, H.H. 1974 *Phys. Fluids.* 17, 1275.
- MALINGRE, M. 1977 Communication personnelle.

- MASSIF, R. 1977 Note Interne C.R.P.E. (à paraître).
- MILLS, G.S., Mc LANE, C.K. et TSUKISHIMA, T. 1970 Phys. Fluids. 13, 2135.
- MONTGOMERY, D.C. et TIDMAN, D.A. 1964 Plasma Kinetic Theory, Mc Graw Hill, New-York.
- PERKINS, F.W. et SALPETER, E.E. 1965 Phys. Rev. 139, 55.
- POTTELETTE, R. 1972 Ann. Geophys. 28 (2), 257.
- POTTELETTE, R. 1973 Ann. Geophys. 29 (2), 201.
- POTTELETTE, R., CHAULIAGUET, C. et STOREY, L.R.O. 1977 J. Plasma Phys. (à paraître).
- POTTELETTE, R. 1977 J. Plasma Phys (à soumettre).
- ROOY, B., FEIX, M.R. et STOREY, L.R.O. 1972 Plasma Phys. 14, 275.
- ROSTOKER, N. 1961 Nucl. Fusion. 1, 101.
- SHAFRANOV, V.D. 1967 Reviews of Plasma Physics, 3, 1. Plenum.
- SIMONEN, T.C. 1966 Stanford University, Institute for Plasma Research, Rep. 100.
- SITENKO, A.G. 1965 Electromagnetic Fluctuations in Plasma. Academic.
- STOREY, L.R.O., AUBRY, M.P. et MEYER, P. 1969 Plasma Waves in Space and in the Laboratory (ed. J.O. Thomas et B.J. Landmark), vol. 1, p 303. Edinburg University Press.
- THIEL, J. 1977 Communication personnelle (à paraître).
- VASYLIUNAS, V.M. 1970 Particles and Fields in the Magnetosphere (Ed. B.M. Mc Cormac), Reidel, Publ. Co. Dordrecht, Holland, p. 60.
- VASYLIUNAS, V.M. 1972 Earth's Magnetospheric Processes (Ed. B.M. Mc Cormac), Reidel, Publ. Co., Dordrecht, Holland, p 29.
- WALDTEUFEL, P. 1966 Ann. Geophys. 25 (1), 381.
- WATSON, S.R. 1968 J. Plasma Phys. 2, 437.
- YNGVESSON, K.O. et PERKINS, F.W. 1968 J. Geophys. Res. 73, 97.

APPENDICE AMéthodes numériques de calcul du spectre croisé.

Les expressions (3.2.8) et (3.2.14) du spectre croisé, se référant aux dipôles placés respectivement dans leur configuration parallèle ou perpendiculaire, peuvent être écrites sous la forme générale:

$$(A.1) \quad s_i(y) = C \int_0^{\infty} f_i(x) g(x) dx$$

où C est une constante indépendante de x, qui s'exprime en fonction des paramètres du plasma et des dimensions de la sonde, $f_1(x)$ et $f_2(x)$ sont des fonctions oscillantes, tandis que $g(x)$ est définie par (3.2.9).

Dans un calcul numérique de l'intégrale (A.1), le premier problème qui se présente est que $f_1(x)$ oscille très rapidement lorsque $x \rightarrow 0$. Cependant, dans l'intégrand de (A.1), la fonction $g(x)$ qui multiplie $f_1(x)$ varie très lentement lorsque $x \rightarrow 0$ (voir figure 24), si bien que l'on peut tourner cette difficulté en représentant $g(x)$ par les trois premiers termes de son développement en série, puis en intégrant analytiquement le produit de ce polynôme par $f_1(x)$ entre 0 et une limite supérieure M. Nous avons pris $M = 10^{-2}$, ce qui donne une approximation analytique de cette partie de l'intégrale avec une précision meilleure que 10^{-10} .

Par contre, lorsque x devient très grand, la présence du facteur exponentiel rend l'intégrand complètement négligeable pour $x \gg 6$, excepté dans le cas où la fréquence est située au voisinage de la fréquence plasma. Dans ce dernier cas, la contribution à l'intégrale peut alors être calculée analytiquement pour des valeurs x telles que $6 < x < \infty$.

Par conséquent, l'intervalle dans lequel l'intégrale doit être calculée numériquement se réduit à $M \leq x \leq 6$. Nous décomposons alors cet intervalle, en plusieurs intervalles élémentaires, dans lesquels nous effectuons l'intégration en utilisant une méthode de Gauss à 8 points puis à 16 points, et nous comparons les deux résultats obtenus.

Si l'accord entre les deux résultats correspond à 7 chiffres significatifs, l'intégration est considérée comme exacte. Si ce n'est pas le cas, nous doublons le nombre d'intervalles élémentaires et répétons le même processus.

La principale difficulté rencontrée dans cette intégration, a été d'obtenir avec précision la contribution du pic qui existe dans l'intégrant pour $1 < y \leq 1.28$, et qui se produit pour une valeur x_R de x telle que $Z'_R(x_R) = y^2$ (voir figure 24). Pour des fréquences proches de la fréquence plasma, ce pic devient très étroit : par exemple, pour $y = 1.03$ sa largeur est telle que $a = 3 \cdot 10^{-8}$. Il est évident que dans un tel cas l'intégration numérique n'est pas utilisable, et la contribution du pic doit être calculée analytiquement de la manière décrite dans l'appendice B. Par conséquent, dans le programme d'intégration mis au point, nous repérons avec précision la position du pic, et quand sa largeur dépasse la valeur $a_0 = 0.05$, ce qui est le cas pour $y \geq 1.1$, nous évaluons sa contribution numériquement; dans le cas inverse nous procédons analytiquement. Signalons que dans ce dernier cas, l'intégration numérique est encore effectuée dans les intervalles de x tels que $M < x < x_R - a$ et $x_R + a < x < 6$, où l'inégalité suivante est respectée $x_R \gg a \gg a$.

APPENDICE BApproximation analytique du spectre croisé.

L'importante excitation thermique de l'onde de Landau, se manifeste par la contribution du pic, obtenu pour $x=x_R$, à l'intégrale (A.1). Ceci se produit seulement dans le cas où les vitesses de phase des ondes électrostatiques sont grandes comparées à la vitesse thermique des électrons, i.e. pour de grandes valeurs de x [voir (3.2.2)]. Par conséquent, dans le but d'obtenir la valeur de x_R , nous pouvons utiliser la forme asymptotique de $Z'_R(x)$, donnée par BEKEFI (1966), pour $x \gg 1$

$$(B.1) \quad Z'_R(x) \simeq 1 + 3/2x^2 + 15/4x^4 + O(1/x^6)$$

En posant $y^2 = Z'_R(x)$, nous obtenons

$$(B.2) \quad x_R \simeq \left[\frac{3 + [9+60(y^2-1)]^{1/2}}{4(y^2-1)} \right]^{1/2}$$

Cette approximation qui est valable lorsque $y \gg 1$, montre que x_R est infinie pour $y=1$, puis décroît de façon monotone lorsque y croît ; sa précision est de l'ordre de 2 % pour $1 \leq y \leq 1.1$.

Dans le voisinage immédiat de la fréquence plasma, où x_R devient très grand et $Z'_I(x_R)$ très petit, il est possible d'obtenir une expression analytique pour la contribution du pic. De fait, puisque ce pic qui se produit dans l'intégrand est très aigu, nous pouvons développer le dénominateur de (3.2.9) en série autour de la valeur x_R . En opérant de la sorte, l'intégrand prend une forme de Lorentz, et la contribution du pic à l'intégrale est donnée par

$$(B.3) \quad \Delta s_i(y) = \frac{C f_i(x_R) \exp(-x_R^2)}{\left[\frac{3}{x_R^3} + \frac{15}{x_R^5} \right]^2} \int_{x_R-\alpha}^{x_R+\alpha} \frac{dx}{(x-x_R)^2 + a^2}$$

où

$$(B.4) \quad a = 2\sqrt{\pi} x_R^3 \exp(-x_R^2) / \left[3/x_R^3 + 15/x_R^5 \right]$$

La valeur de α a été choisie de façon telle que $\alpha = x_R/100$.
 En utilisant le fait que $a \ll \alpha \ll x_R$, nous obtenons

$$(B.5) \quad \int_{x_R^{-\alpha}}^{x_R^{+\alpha}} \frac{dx}{(x-x_R)^2 + a^2} \simeq \frac{\pi}{a}$$

et donc

$$(B.6) \quad \Delta S_i(y) \simeq \frac{C \sqrt{\pi} f_i(x_R)}{[6 + 30/x_R^2]}$$

L'approximation (B.6) est d'autant plus précise que le pic est aigu, i.e. que nous nous approchons de la fréquence plasma. Cependant, même pour $y = 1.1$, la précision obtenue est meilleure que 1 %.

APPENDICE C

Calcul analytique des impédances de transfert à la fréquence plasma en présence d'électrons suprathermiques.

Les impédances normalisées \bar{Z}_1 et \bar{Z}_2 sont données par les expressions suivantes :

$$(C.1) \quad \bar{Z}_1 = \frac{1^3}{\pi} \frac{\partial^2}{\partial l^2} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \frac{dk}{\epsilon_{//}(k, \omega)}$$

$$(C.2) \quad \bar{Z}_2 = \frac{2 l^2}{\pi} \frac{\partial}{\partial l} \int_0^\infty \frac{\sin(kl)}{kl} \frac{dk}{\epsilon_{//}(k, \omega)}$$

Dans le voisinage immédiat de la fréquence plasma le pôle de $\epsilon_{//}(k, \omega) = 0$ qui est le moins amorti, est obtenu pour de petites valeurs réelles de k . En utilisant la forme asymptotique de $\epsilon_{//}$ lorsque $k \rightarrow 0$ pour $\omega \approx \omega_p$, nous trouvons que la constante diélectrique longitudinale prend la forme suivante :

$$(C.3) \quad \epsilon_{//}(K) = -3 K^2 [1 + \alpha(\beta - 1)] - 15 K^4 [1 + \alpha(\beta^2 - 1)] + O(K^6)$$

où $K = k\lambda_D$

En insérant l'expression (C.3) dans (C.1) et (C.2), puis en intégrant analytiquement, nous obtenons :

$$(C.4) \quad \bar{Z}_1(\omega_p) = \frac{1}{3} \left[a [1 - \exp(-L_{eq}/\sqrt{a})] - L_{eq} \sqrt{a} \exp(-L_{eq}/\sqrt{a}) - L_{eq}^2 \exp(-L_{eq}/\sqrt{a}) \right]$$

$$(C.5) \quad \bar{Z}_2(\omega_p) = \frac{1}{3} \left[-\frac{L_{eq}^2}{2} + a [1 - \exp(-L_{eq}/\sqrt{a})] - L_{eq}/\sqrt{a} \exp(-L_{eq}/\sqrt{a}) \right]$$

où L_{eq} est définie par (4.2.2).

où a est une constante donnée par

$$(C.6) \quad a = 5 [1 + \alpha(\beta^2 - 1)] / [1 + \alpha(\beta - 1)]^2$$



Dès que $L_{eq} > \sqrt{a}$, les relations (C.4) et (C.5) deviennent

$$(C.7) \quad \bar{Z}_1(\omega_p) = \frac{5 [1 + \alpha(\beta^2 - 1)]}{3 [1 + \alpha(\beta - 1)]^2} \quad \bar{Z}_2(\omega_p) = \frac{5 [1 + \alpha(\beta^2 - 1)]}{3 [1 + \alpha(\beta - 1)]^2} - \frac{L_{eq}^2}{6}$$

Signalons que pour $\alpha = 0$, nous retrouvons les résultats (2.2.9), obtenus dans le cas d'un plasma en équilibre thermodynamique.

Les calculs numériques montrent que pour $\beta = 100$, les expressions (C.7) des impédances de transfert peuvent être considérées comme exactes si $L_{eq} \geq 45$ lorsque $\alpha = 10^{-3}$, et $L_{eq} \geq 70$ lorsque $\alpha = 10^{-2}$.

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 - Circuit équivalent à une sonde quadripolaire plongée dans un plasma.
- Fig. 2 - Configurations habituelles des sondes quadripolaires classiques: (a) configuration carrée; (b) configuration linéaire.
- Fig. 3 - Illustration des techniques de mesure active et passive au moyen d'une sonde à deux dipôles.
- Fig. 4a- Axes de coordonnées cartésiennes.
- Fig. 4b- Structure du champ électromagnétique.
- Fig. 5 - Variation, en fonction de ω/ω_p , du rapport entre le champ électromagnétique et le champ électrostatique. La distance est $r=100\lambda_D$, et la vitesse thermique $v_o=300 \text{ km s}^{-1}$: (i) Direction parallèle à l'axe du dipôle; (ii) Direction perpendiculaire à cet axe.
- Fig. 6 - Domaines de validité de l'approximation de l'onde de Landau :
 , forme incluant la fonction \mathcal{F} (2.1.34)
 , forme incluant la fonction exponentielle (2.1.35).
- Fig. 7 - Variation du module et de la phase du rapport entre le champ "chaud" E_{c1} et le champ "froid" E_{f1} , en fonction de la distance au dipôle émetteur, dans une direction parallèle à son axe, et pour une fréquence fixe. ω/ω_p : (i) 1.15, (ii) 1.3, (iii) 1.5.
- Fig. 8 - Semblable à la fig. 7, mais dans une direction perpendiculaire à l'axe du dipôle émetteur.
- Fig. 9 - Variation du champ électrique total, normalisé par rapport au champ "froid", en fonction de la distance au dipôle émetteur, dans une direction parallèle à son axe. ω/ω_p : (i) 1.15, (ii) 1.3, (iii) 1.5.
- Fig.10 - Semblable à la figure 9, mais dans une direction perpendiculaire à l'axe du dipôle.

- Fig. 11 - Illustration des deux configurations de la sonde à deux dipôles : (a) les antennes sont parallèles à la ligne joignant leurs centres; (b) les antennes sont perpendiculaires à cette ligne.
- Fig. 12 - Variation du module de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence : (i) sonde à deux dipôles; (ii) sonde quadripolaire. Les tailles de ces sondes sont telles que $L_d=L_q=1$. (a) configuration parallèle. (b) Configuration perpendiculaire.
- Fig. 13 - Semblable à la figure 12 (a), mais pour $L_d=L_q=18$.
- Fig. 14 - Semblable à la figure 12 (b), mais pour $L_d=L_q=18$.
- Fig. 15 - Semblable à la figure 13, mais pour $L_d=L_q=100$.
- Fig. 16 - Semblable à la figure 14, mais pour $L_d=L_q=100$.
- Fig. 17 - Partie réelle de Z_1 pour $L_d=L_q=100$: (i) sonde à deux dipôles; (ii) sonde quadripolaire.
- Fig. 18 - Partie réelle de Z_2 pour $L_d=L_q=100$: (i) sonde à deux dipôles; (ii) sonde quadripolaire.
- Fig. 19 - Variation des fréquences angulaires du zéro d'ordre $m(m=1,2, \text{etc})$ de la partie réelle de l'impédance de transfert d'une sonde à deux dipôles, en fonction de la distance entre ces deux dipôles, normalisée par rapport à la longueur de Debye : (a) Configuration parallèle. (b) Configuration perpendiculaire.
- Fig. 20 - Représentation d'une sonde possédant une réponse en fréquence semblable à celle de la sonde à deux dipôles de la figure 11 : (a) Configuration parallèle. (b) Configuration perpendiculaire.
- Fig. 21 - Comparaison entre les réponses en fréquence de deux types de sondes disposées dans leur configuration parallèle : (i) sonde à deux dipôles (figure 11 (a)); (ii) sonde de la figure 20(a).
- Fig. 22 - Représentation de deux antennes, dont les axes sont orientés : soit (a) de manière arbitraire, soit (b) parallèlement aux deux axes d'un système de coordonnées rectangulaires.
- Fig. 23 - Parties réelle et imaginaire de la fonction de Fried et Conte.

- Fig. 24 - Comportement du facteur non oscillant de l'intégrant de l'équation (3.2.8), en fonction de x , pour trois fréquences différentes ω/ω_p : (i) 0.5, (ii) 1.1, (iii) 1.7.
- Fig. 25 - Variation du spectre croisé normalisé, en fonction de ω/ω_p , quand les dipôles sont disposés dans leur configuration parallèle : (i) $L=1$, (ii) $L=10$.
- Fig. 26 - Semblable à la figure 25, mais pour (i) $L=30$, (ii) $L=50$.
- Fig. 27 - Variation du spectre croisé normalisé, en fonction de ω/ω_p , quand les dipôles sont disposés dans leur configuration perpendiculaire : (i) $L=1$, (ii) $L=10$.
- Fig. 28 - Semblable à la figure 27, mais pour (i) $L=30$, (ii) $L=50$.
- Fig. 29 - Comportement des parties réelle (a) et imaginaire (b) de la fonction de Fried et Conte dans un plasma non Maxwellien. $\beta=100$; $\alpha=(i)1$, (ii) 0.99, (iii) 0.9.
- Fig. 30 - Variation en fonction de ω/ω_p , du module (a) et de la partie réelle (b) de l'impédance de transfert entre deux dipôles parallèles pour $L=50$. Le modèle de plasma non Maxwellien utilisé est caractérisé par $\beta=100$ et différentes valeurs de α : — $\alpha=0$
... $\alpha=10^{-2}$
- Fig. 31 - Semblable à la figure 30, mais les dipôles sont placés dans leur configuration perpendiculaire.
- Fig. 32 - Variation, en fonction de ω/ω_p , du spectre croisé des signaux reçus sur deux dipôles placés respectivement dans leurs configurations parallèle (a) et perpendiculaire (b). La distance entre les dipôles est $L=20$. Le modèle de plasma non Maxwellien utilisé est caractérisé par $\beta=100$ et différentes valeurs de α : — $\alpha=0$
-- $\alpha=10^{-3}$
... $\alpha=10^{-2}$
- Fig. 33 - Vue d'ensemble des capteurs utilisés expérimentalement, placés à l'intérieur du caisson du C.R.P.E.
- Fig. 34 - Schéma de l'ensemble électronique utilisé pour l'étude du mode actif.

- Fig. 35 - Schéma de l'ensemble électronique utilisé pour l'étude du mode passif.
- Fig. 36 - Module (a) et phase (b) de l'impédance de transfert mesurée entre deux dipôles placés dans leur configuration parallèle. La longueur électrique de chaque dipôle est $d=5.5\text{cm}$, et ils sont séparés par une distance $l=11\text{cm}$.
 --- courbe théorique ——— Courbe expérimentale.
- Fig. 37 - Semblable à la figure 36, mais pour $l=21\text{cm}$.
- Fig. 38 - Module (a) et phase (b) de l'impédance de transfert mesurée entre deux dipôles placés dans leur configuration perpendiculaire. La longueur électrique de chaque dipôle est $d=5.5\text{cm}$, et ils sont séparés par une distance $l=10.5\text{cm}$.
 --- courbe théorique ——— courbe expérimentale.
- Fig. 39 - Semblable à la figure 38, mais pour $l=20.5\text{cm}$.
- Fig. 40 - Variation en fonction de la fréquence, des parties réelle et imaginaire du spectre croisé, mesurées lorsque les dipôles sont disposés parallèlement à la ligne joignant leurs centres. La longueur électrique de chaque dipôle est $d=5.5\text{cm}$, et ils sont séparés par une distance $l=16\text{cm}$.
 --- courbe théorique ——— courbe expérimentale.
- Fig. 41 - Semblable à la figure 40, mais pour $l=21\text{cm}$.
- Fig. 42 - Variation en fonction de la fréquence, des parties réelle et imaginaire du spectre croisé, mesurées lorsque les dipôles sont disposés perpendiculairement à la ligne joignant leurs centres. La longueur électrique de chaque dipôle est $d=5.5\text{cm}$, et ils sont séparés par une distance $l=5.5\text{cm}$.
 --- courbe théorique ——— courbe expérimentale.
- Fig. 43 - Semblable à la figure 42, mais pour $l=20.5\text{cm}$.
- Fig. 44 - Illustration de l'effet de non-réciprocité : a) La vitesse emporte le volume de plasma excité vers les sphères réceptrices, d'où une augmentation du signal reçu; b) La vitesse éloigne le volume du plasma excité des sphères réceptrices, d'où une diminution du signal reçu.

- Fig. 45 - Illustration de l'effet de vitesse dans le cas de deux sphères situées dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.
- Fig. 46 - Module de l'impédance de transfert de la sonde quadripolaire à configuration carrée en fonction de la fréquence normalisée et en présence d'un effet de mouvement : a) Cas correspondant à un type de réponse impulsionnelle dont l'enveloppe ne s'annule pas ($\psi=15^\circ$); b) Cas correspondant à un type de réponse impulsionnelle dont l'enveloppe s'annule ($\psi=60^\circ$)
- Fig. 47 - Effet de la vitesse sur le module de l'impédance de transfert tel qu'il a été observé expérimentalement par BEGHIN (1970). Cette courbe montre le phénomène du "double pic".
- Fig. 48 - Module de l'impédance de transfert dans un cas où l'on observe un seul pic de résonance.
- Fig. 49 - Comparaison de l'impédance de transfert mesurée expérimentalement à celle calculée théoriquement, en tenant compte de l'effet de mouvement.
- Fig. 50 - Illustration de l'effet de vitesse sur la résonance oblique basse dans le cas d'une sonde dipolaire : a) le produit scalaire $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0$ est positif; b) le produit scalaire $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0$ est négatif.
- Fig. 51 - Variation du module de l'impédance de transfert de la sonde quadripolaire schématisée sur la figure 2b, en fonction de la fréquence normalisée χ_a , en présence d'un effet de vitesse. L'angle θ_0 est égal à 30°
- a) $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 < 0$
- b) $\vec{V}_{//} \cdot \vec{r}_0 > 0$
- Fig. 52 - Illustration expérimentale de l'effet d'un mouvement d'ensemble des électrons, dans une direction parallèle au champ magnétique, sur la résonance oblique basse.

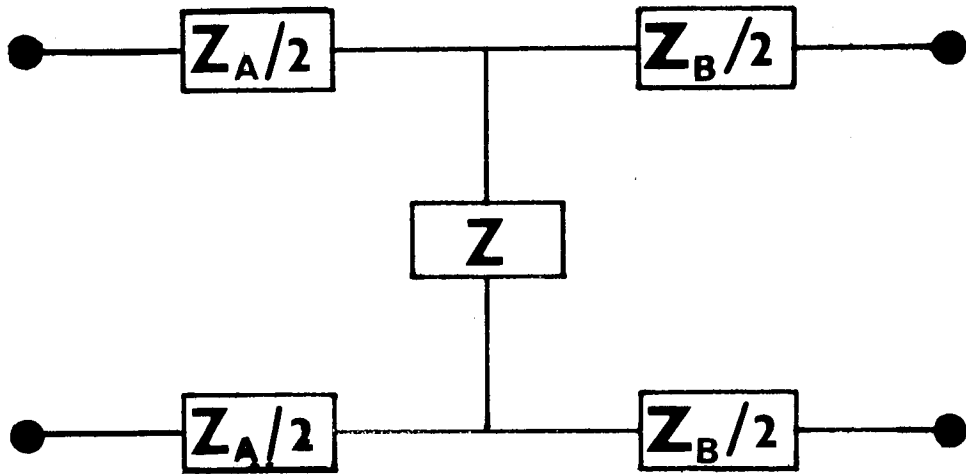


FIG 1

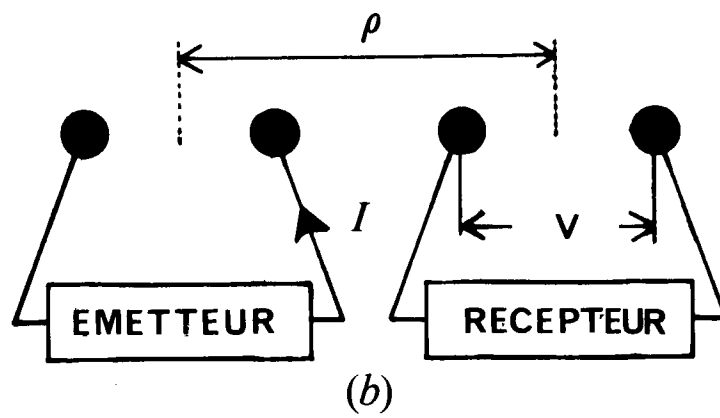
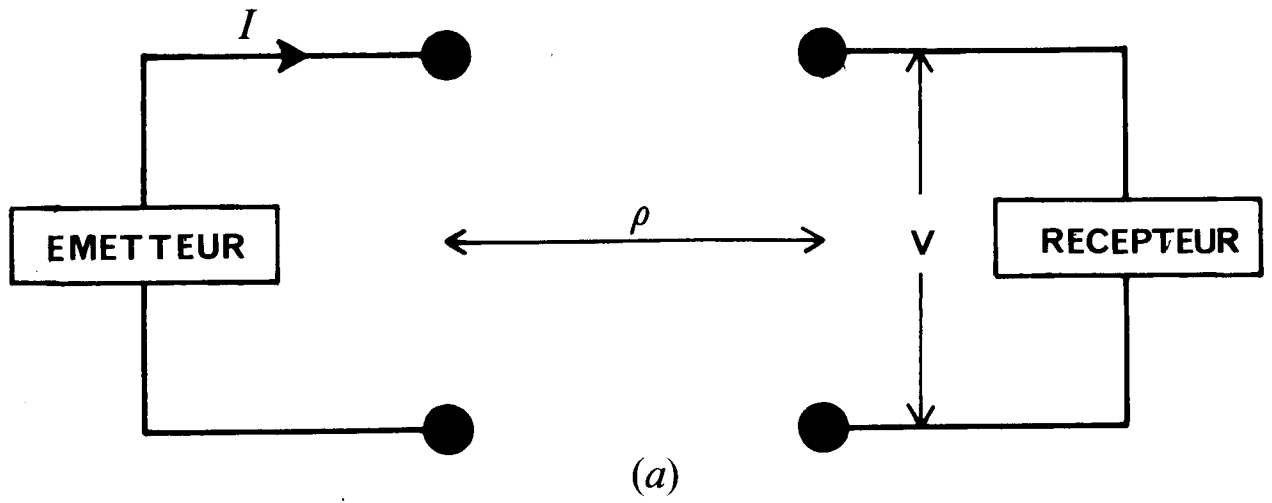
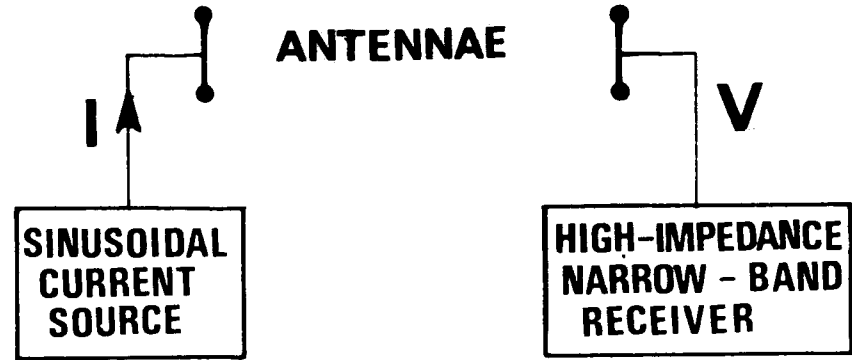
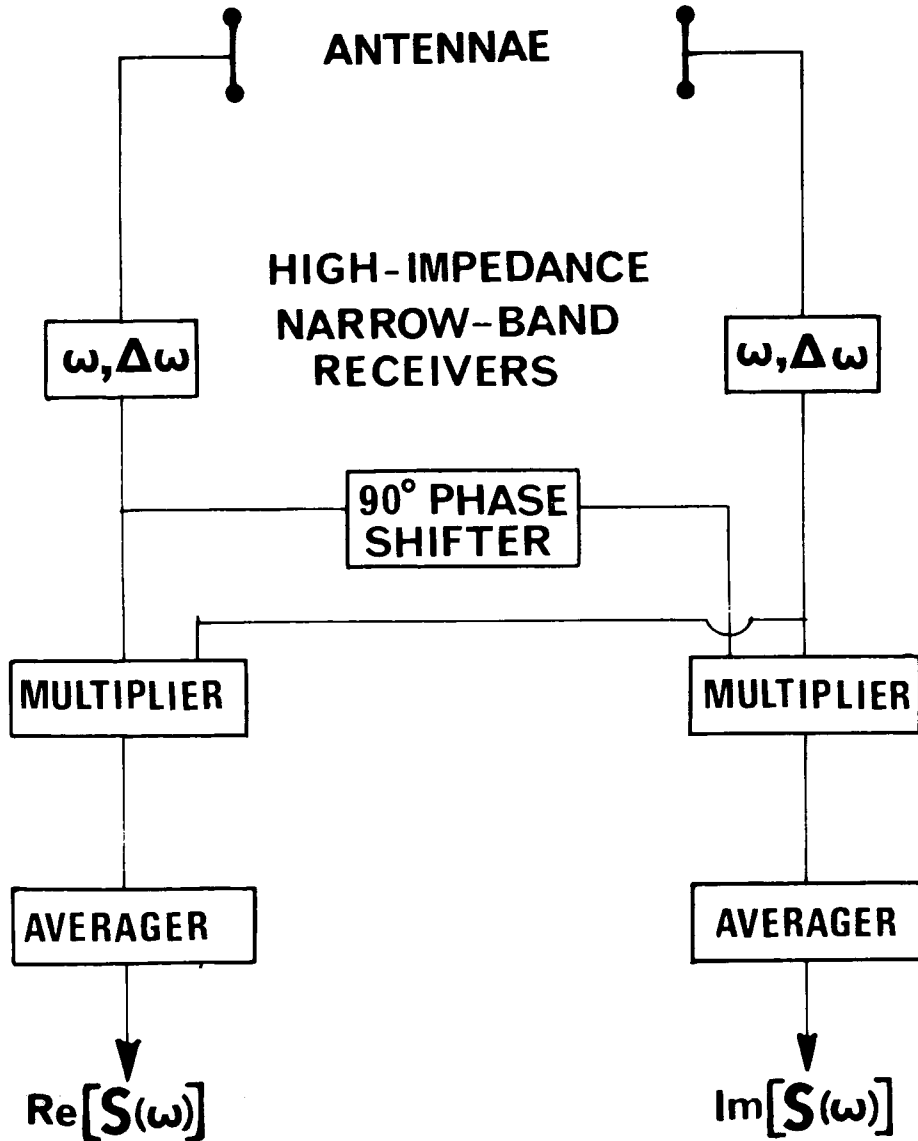


FIG 2

a) PASSIVE MODE

b) ACTIVE MODE

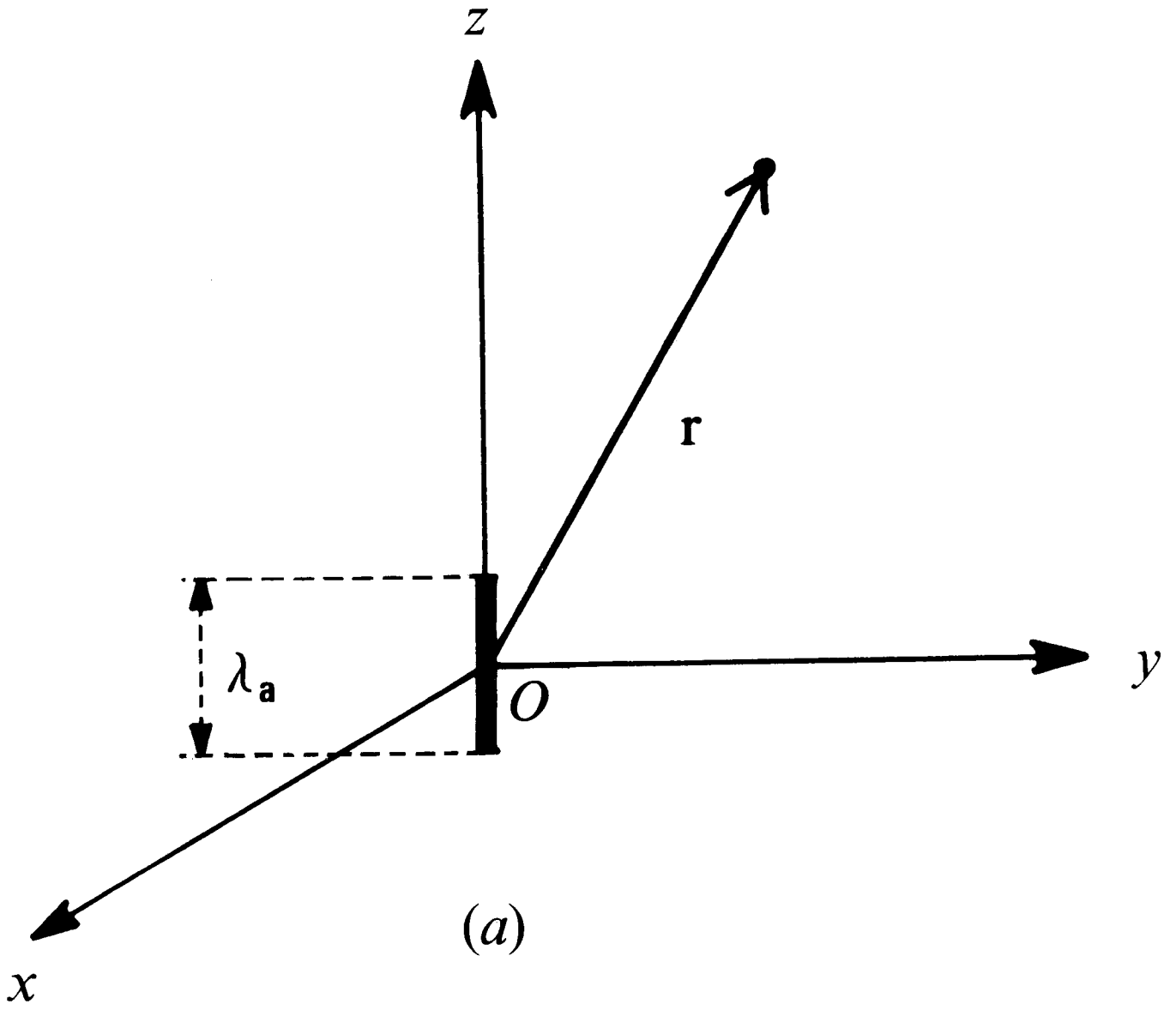


TRANSFER IMPEDANCE

$$Z = \frac{V}{I}$$

COMPONENTS OF CROSS-SPECTRUM

FIG 3

**FIG 4a**

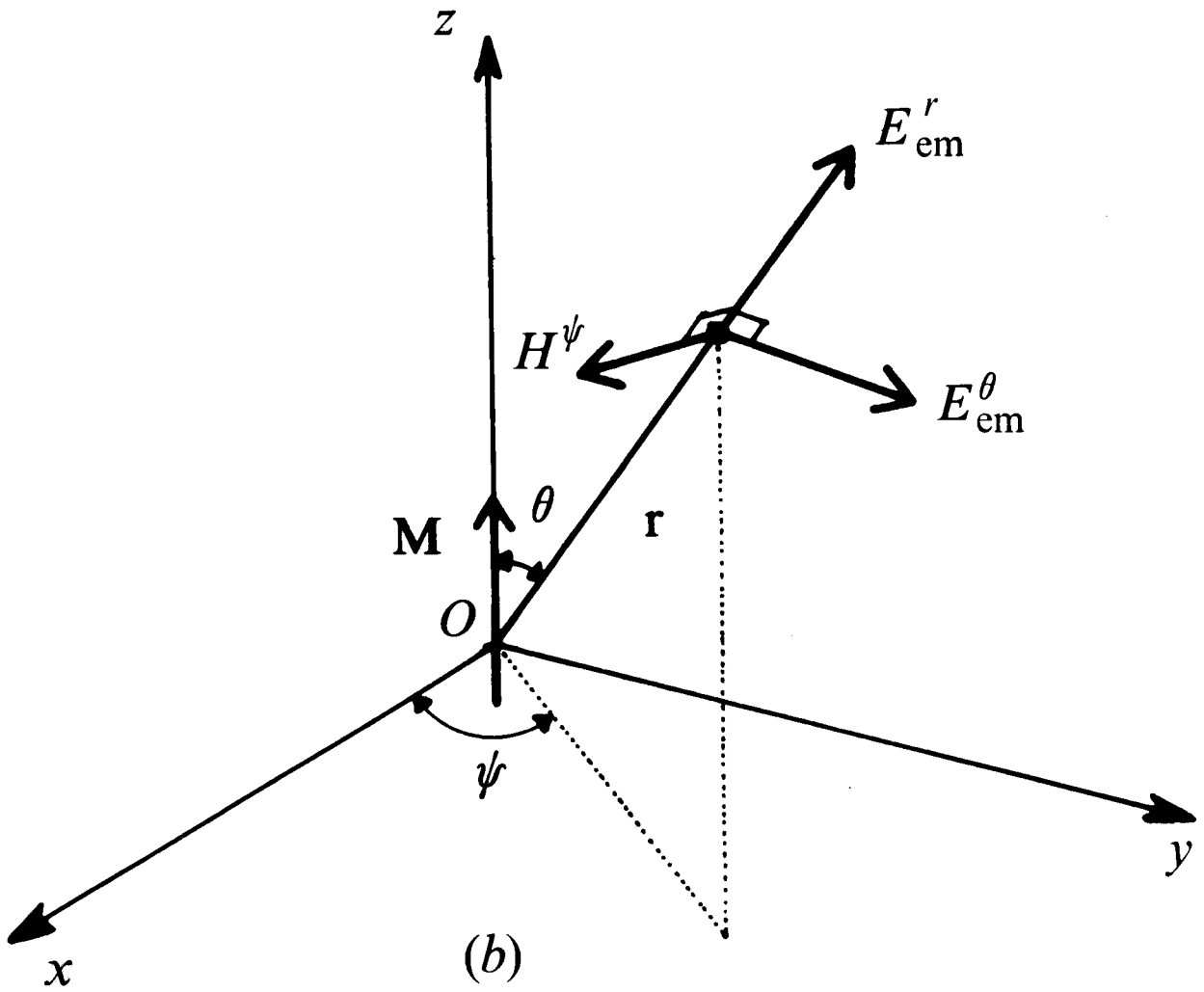


FIG 4b

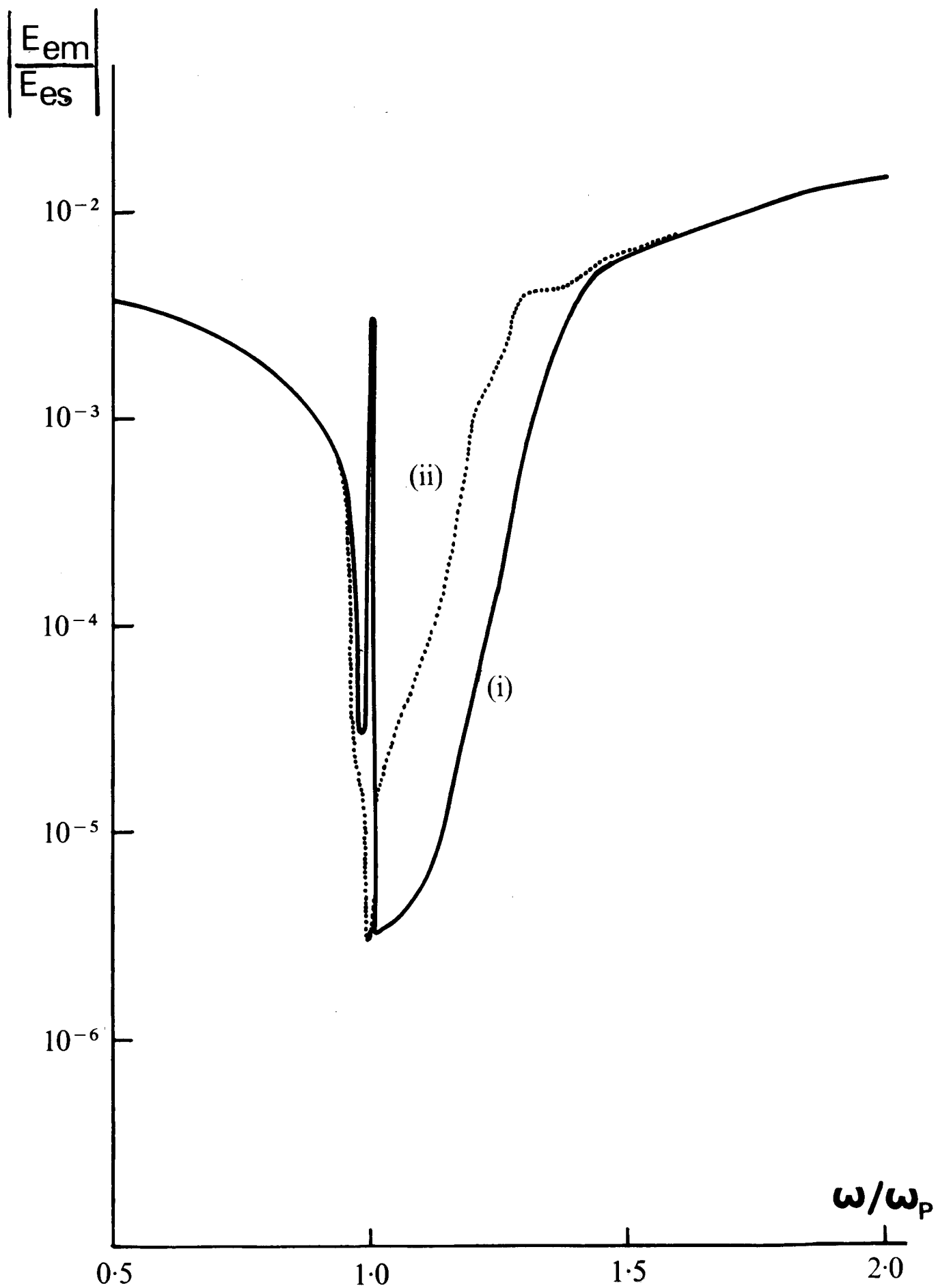


FIG 5

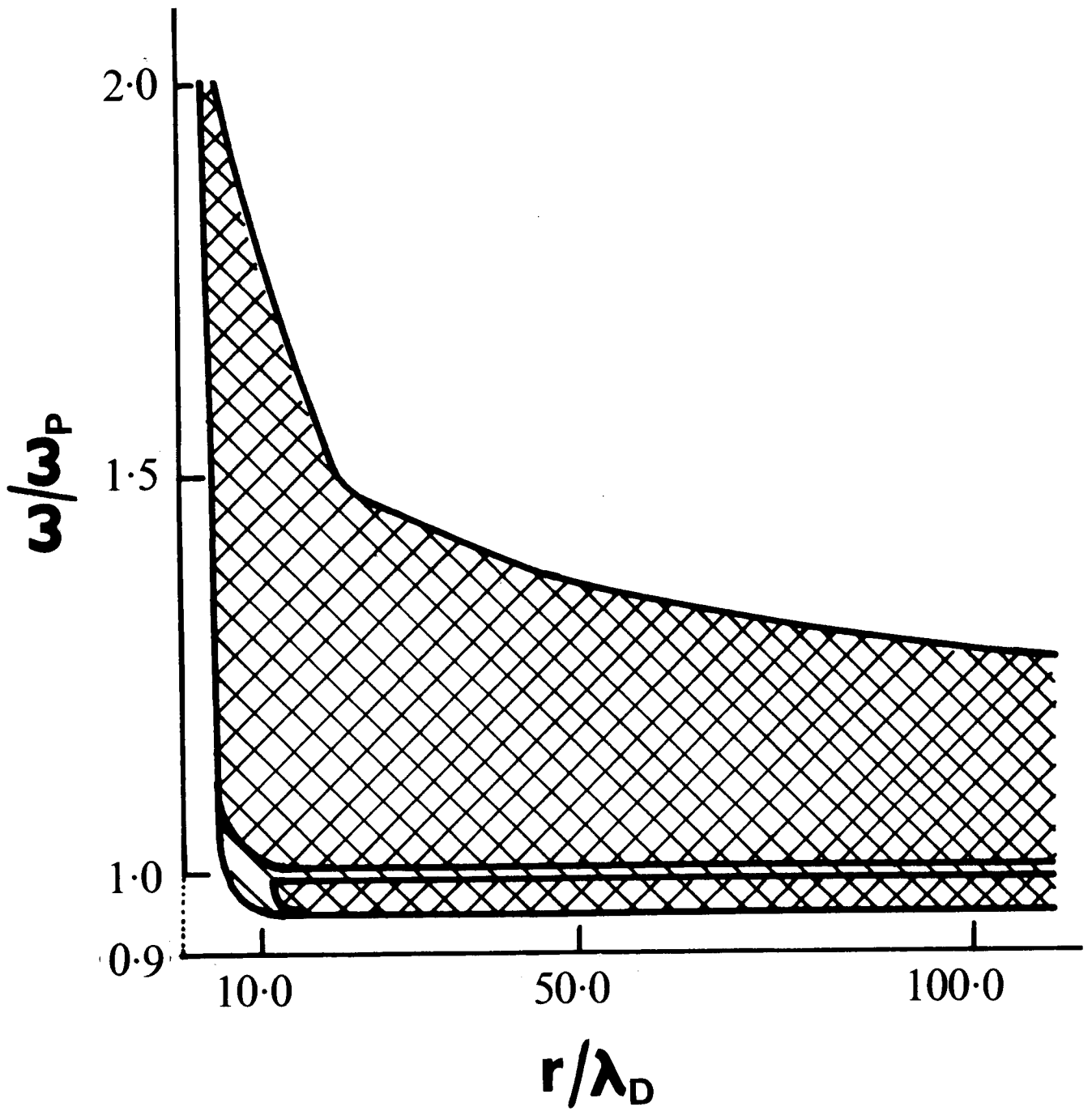


FIG 6

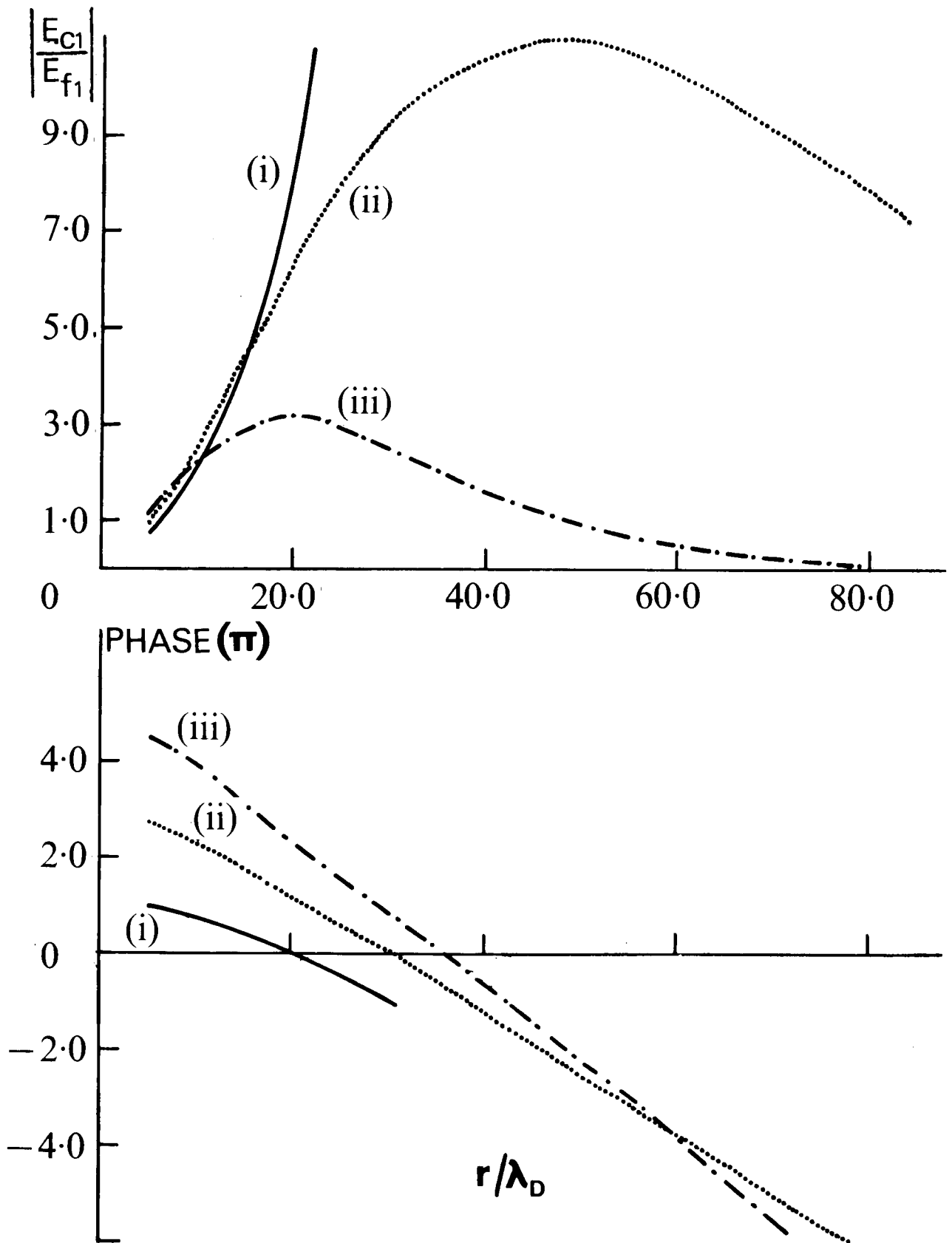


FIG 7

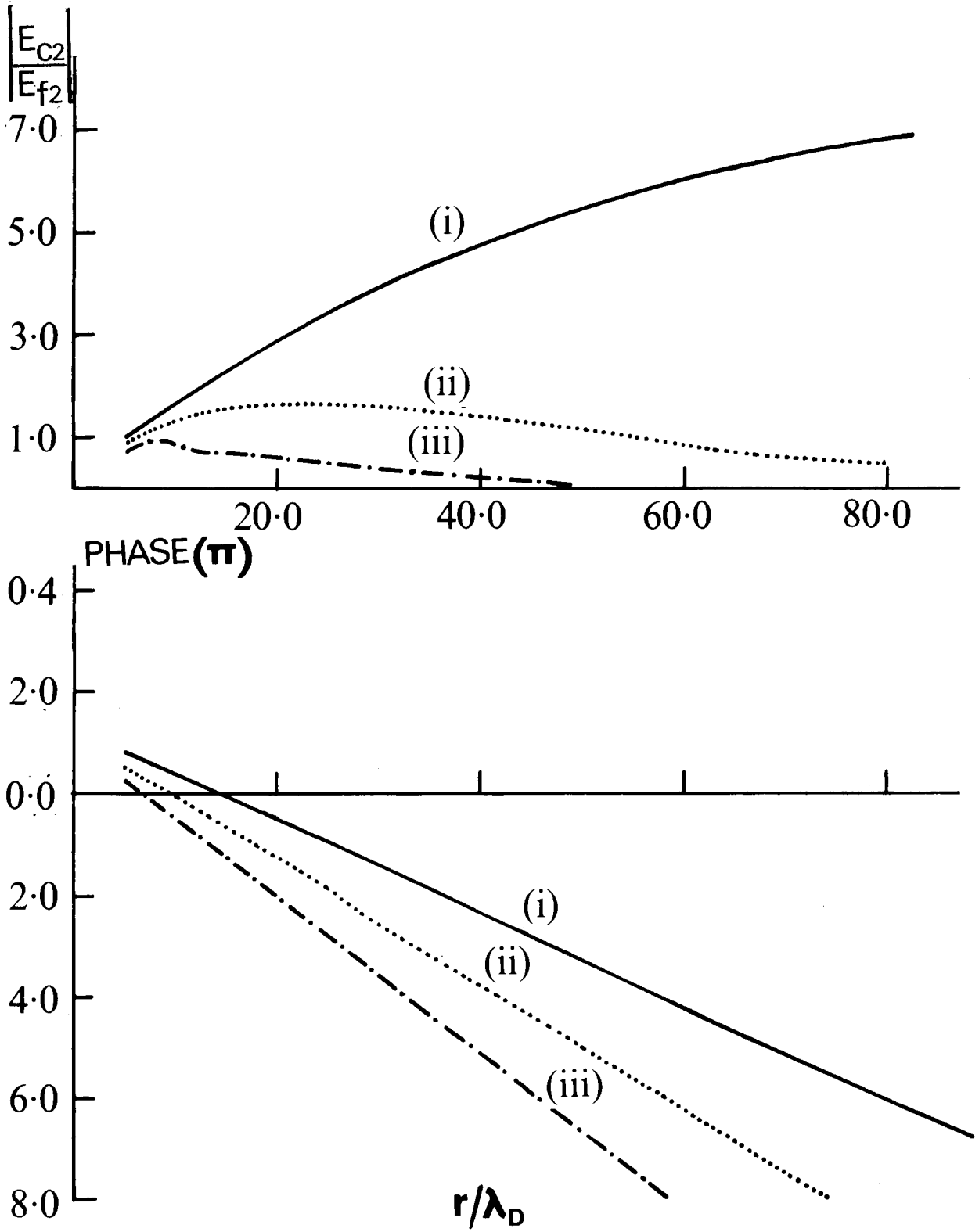


FIG 8

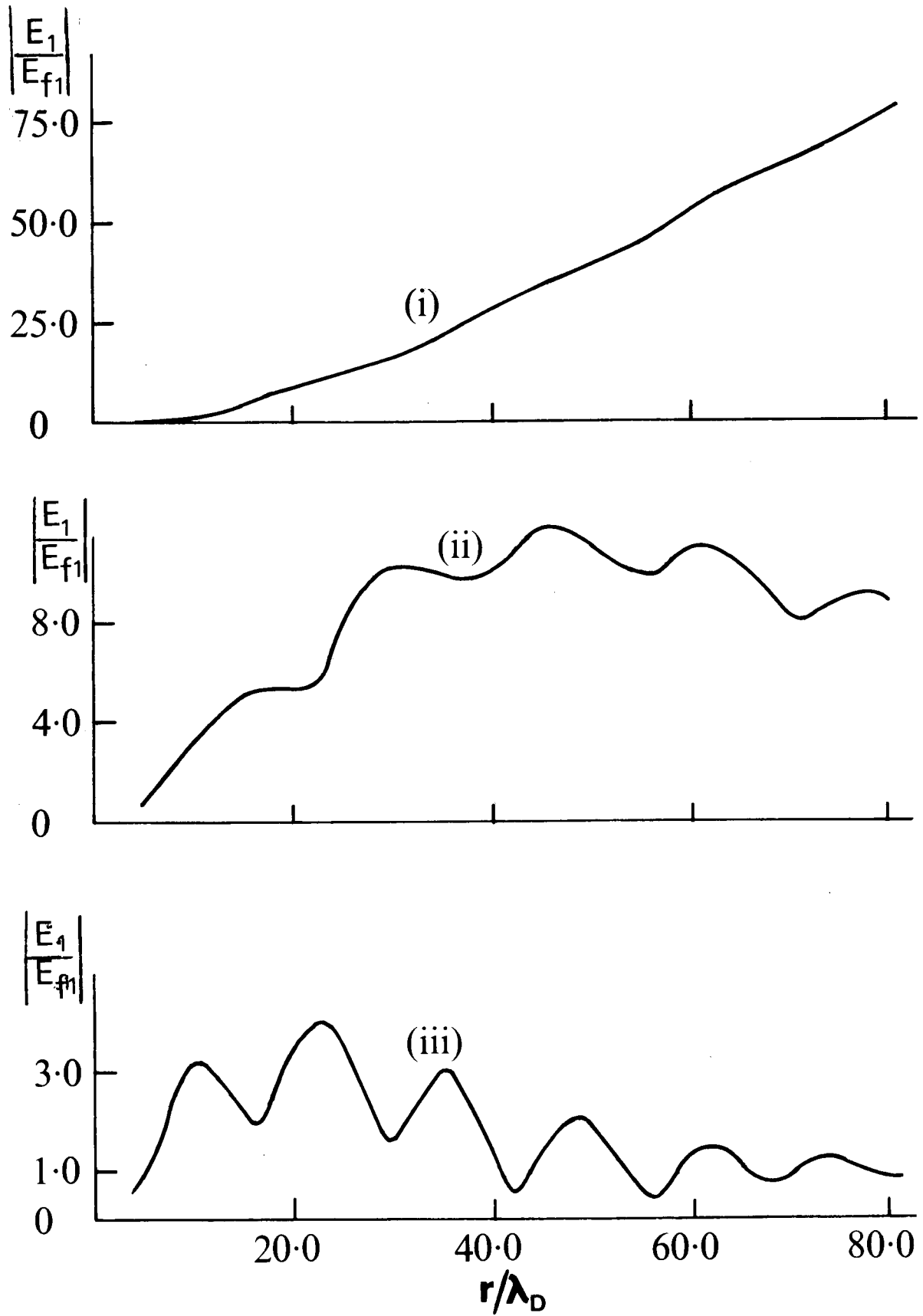


FIG 9

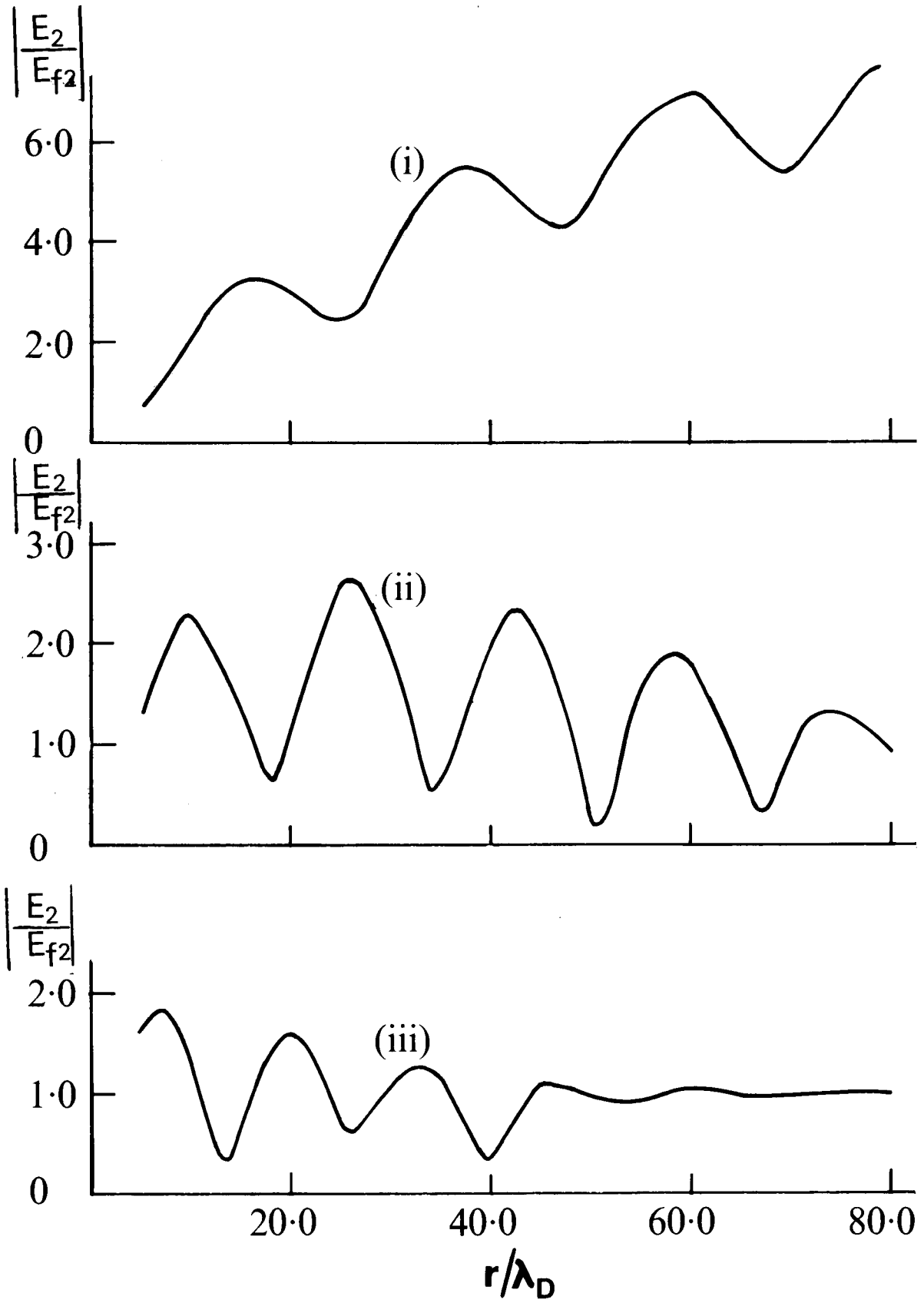


FIG 10

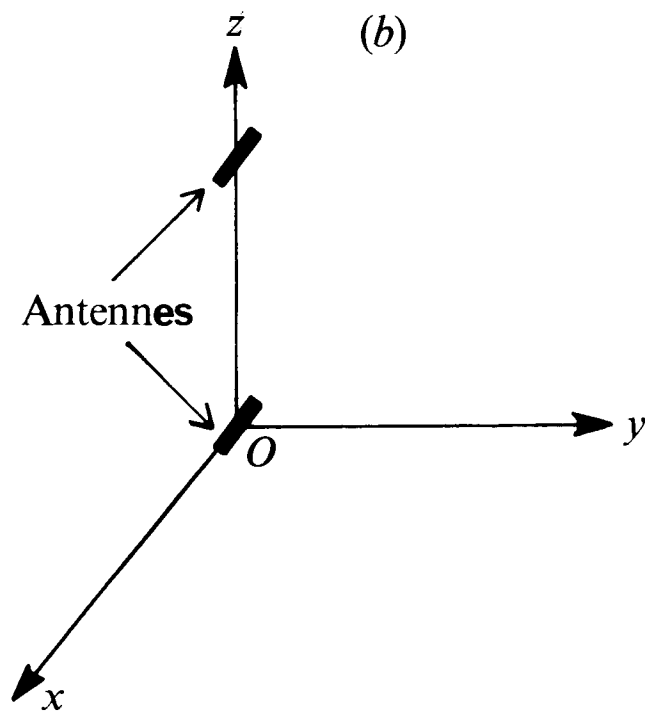
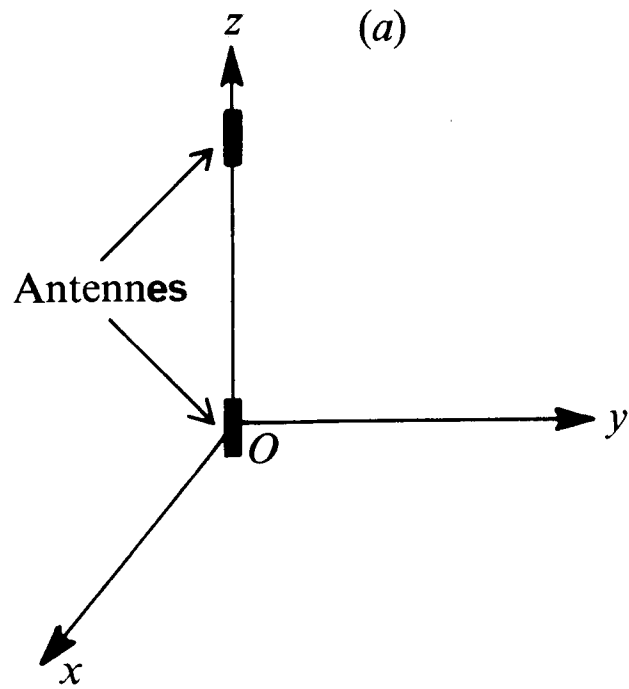


FIG 11

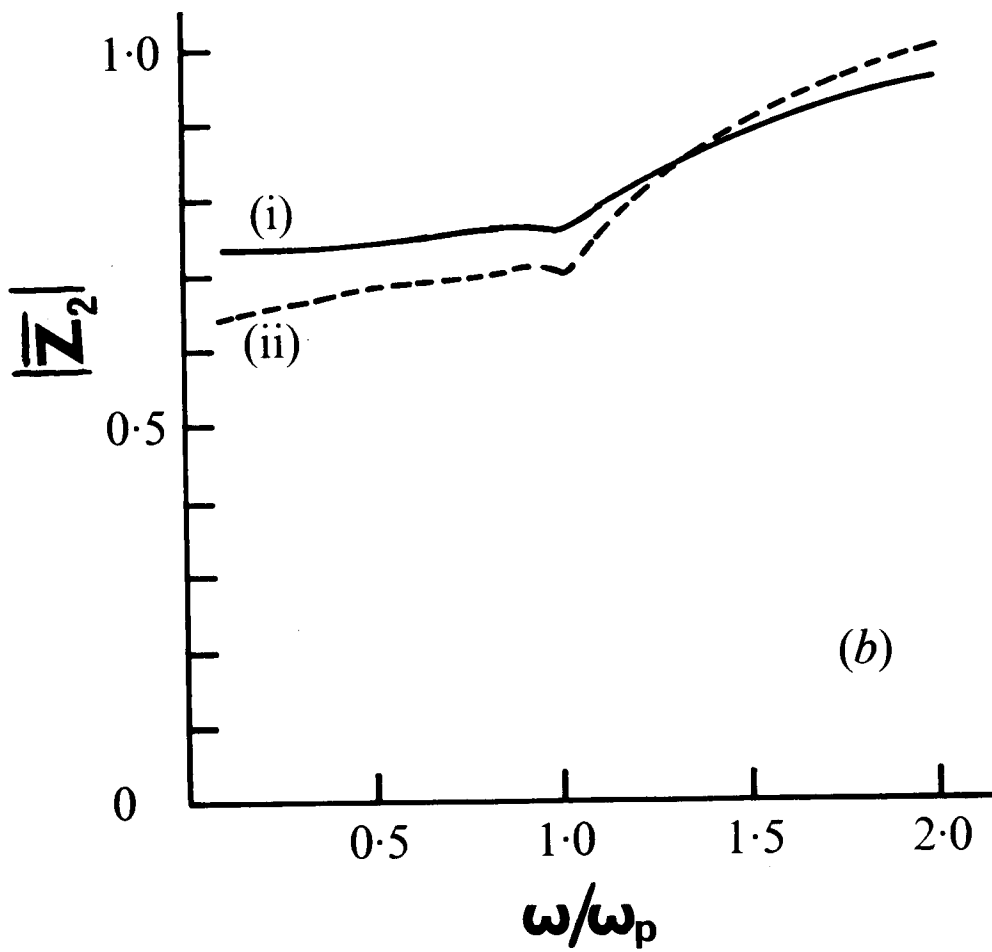
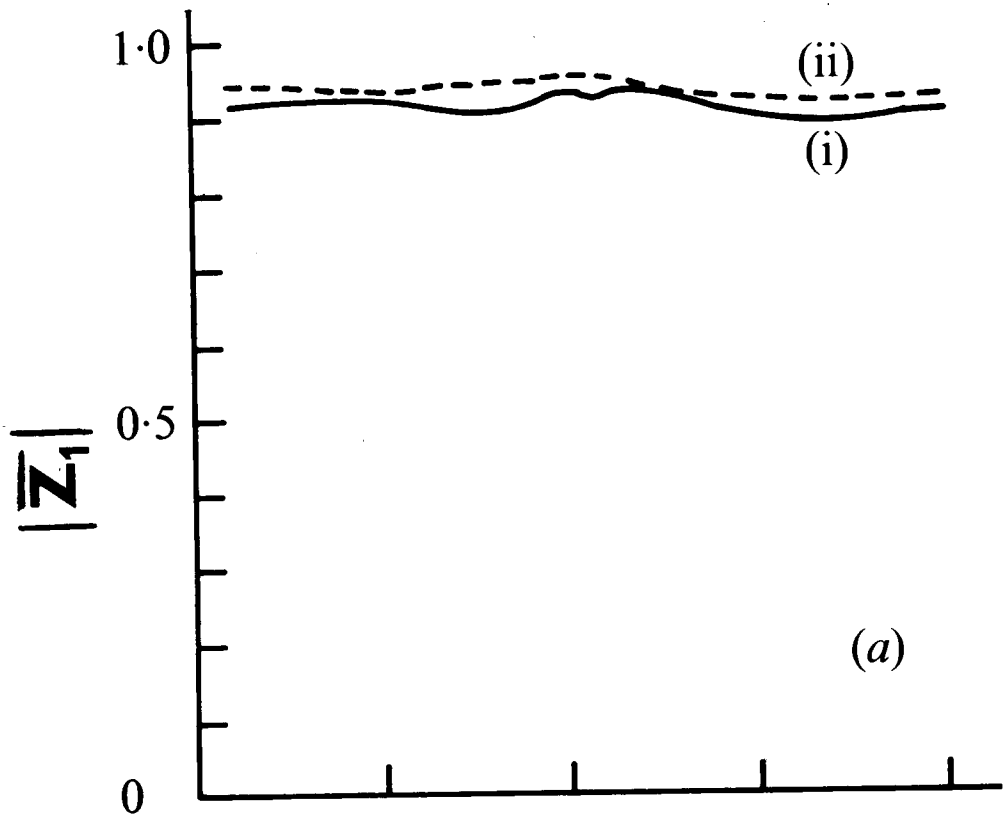


FIG 12

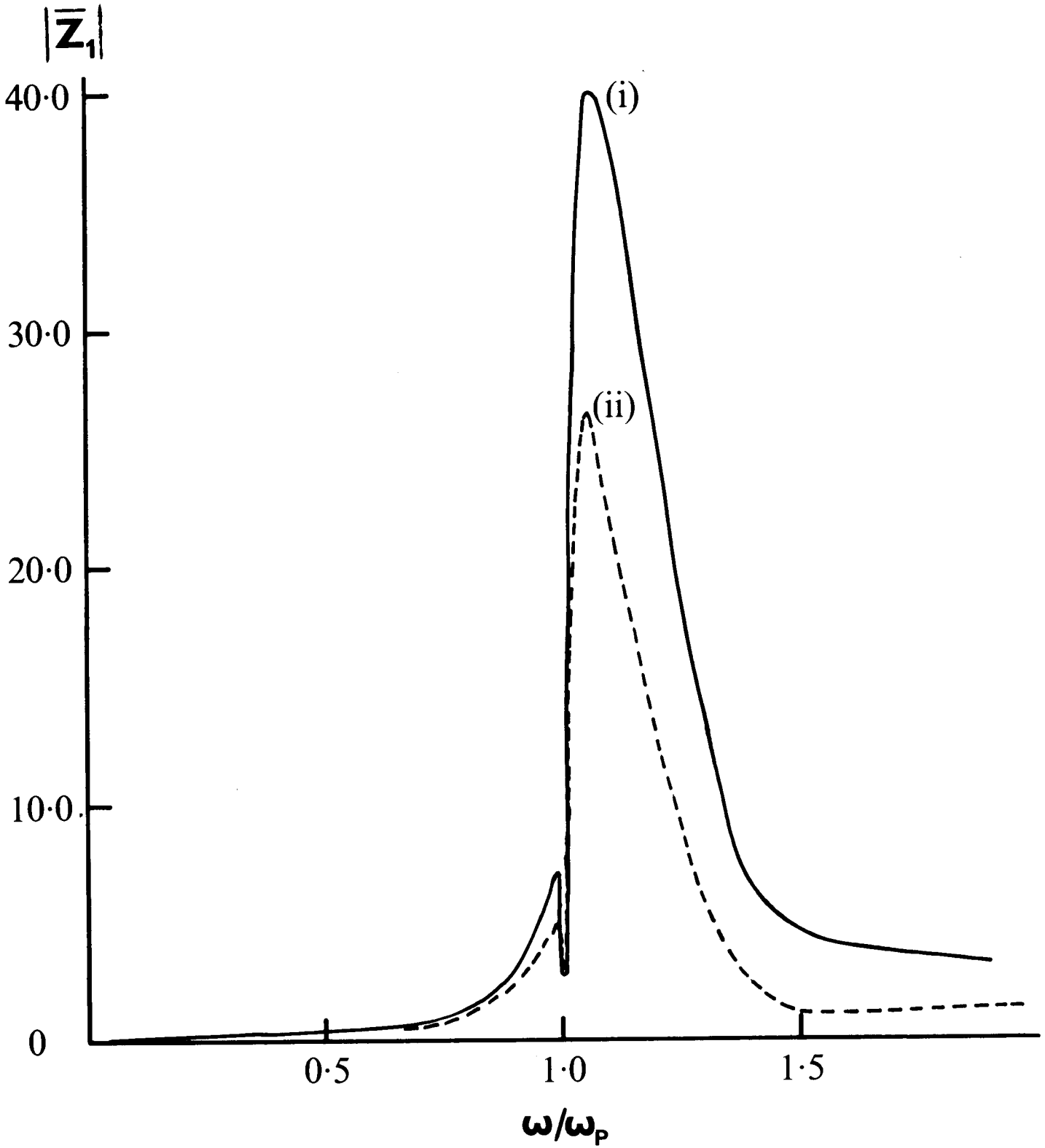


FIG 13

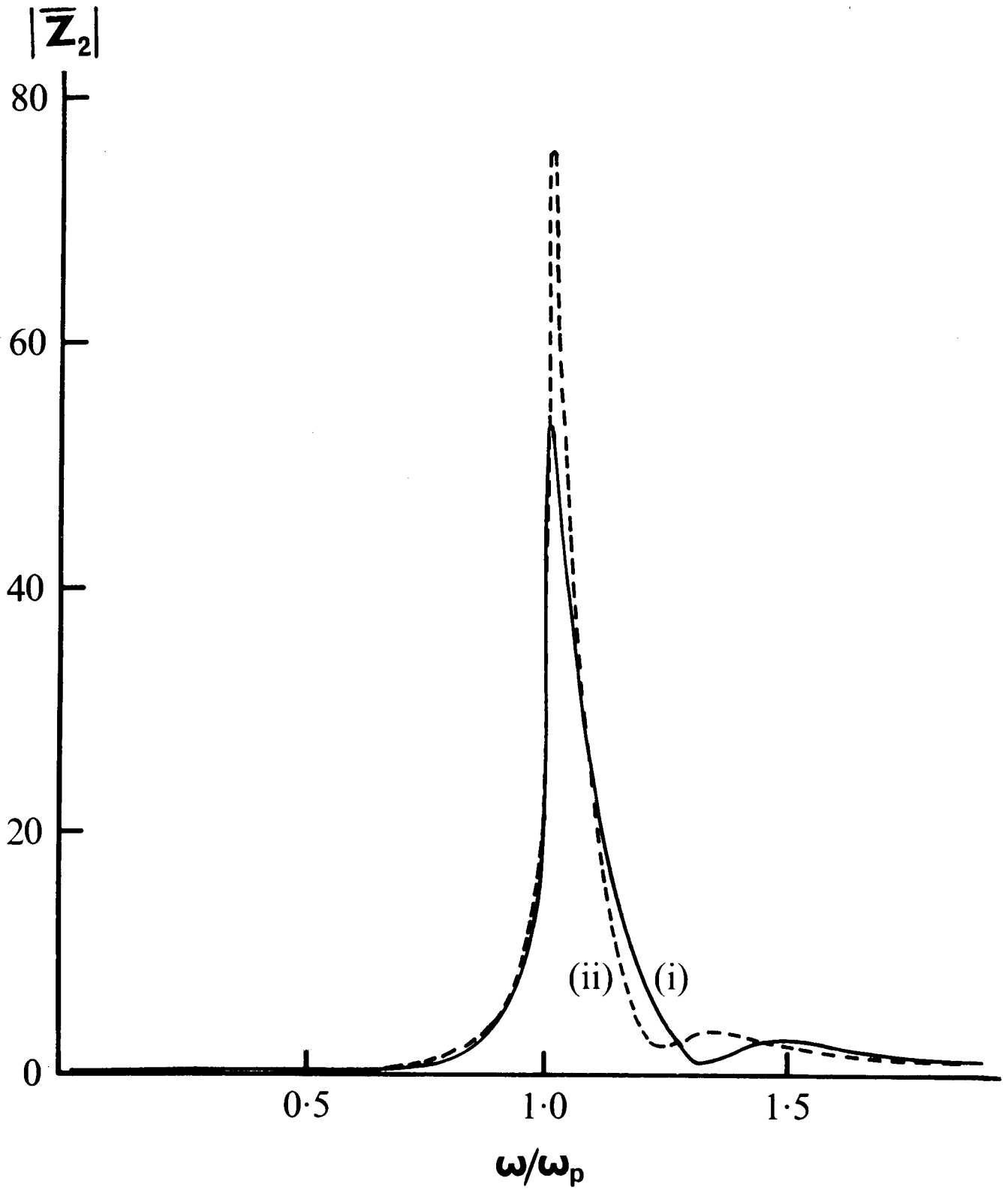


FIG 14

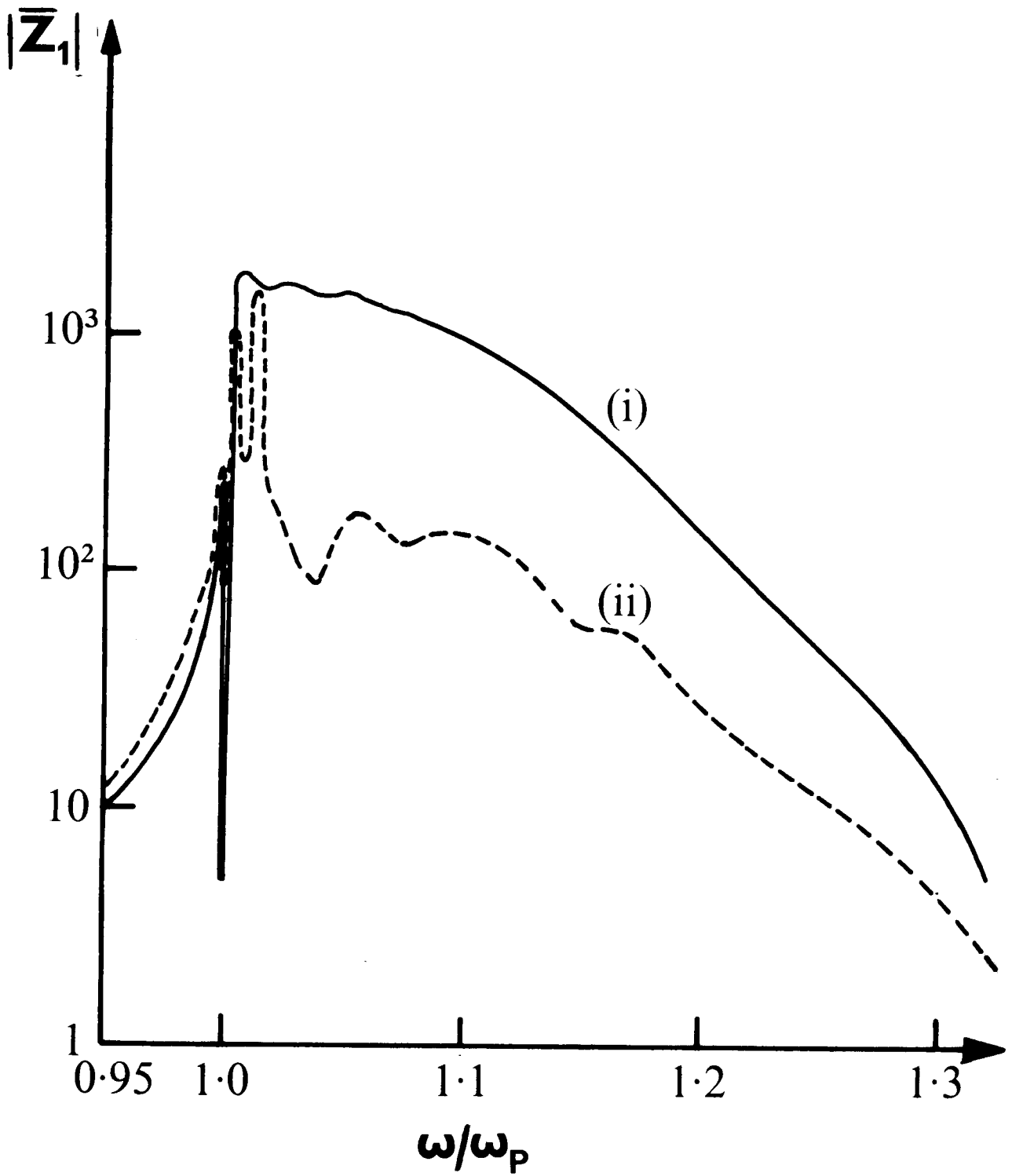


FIG 15

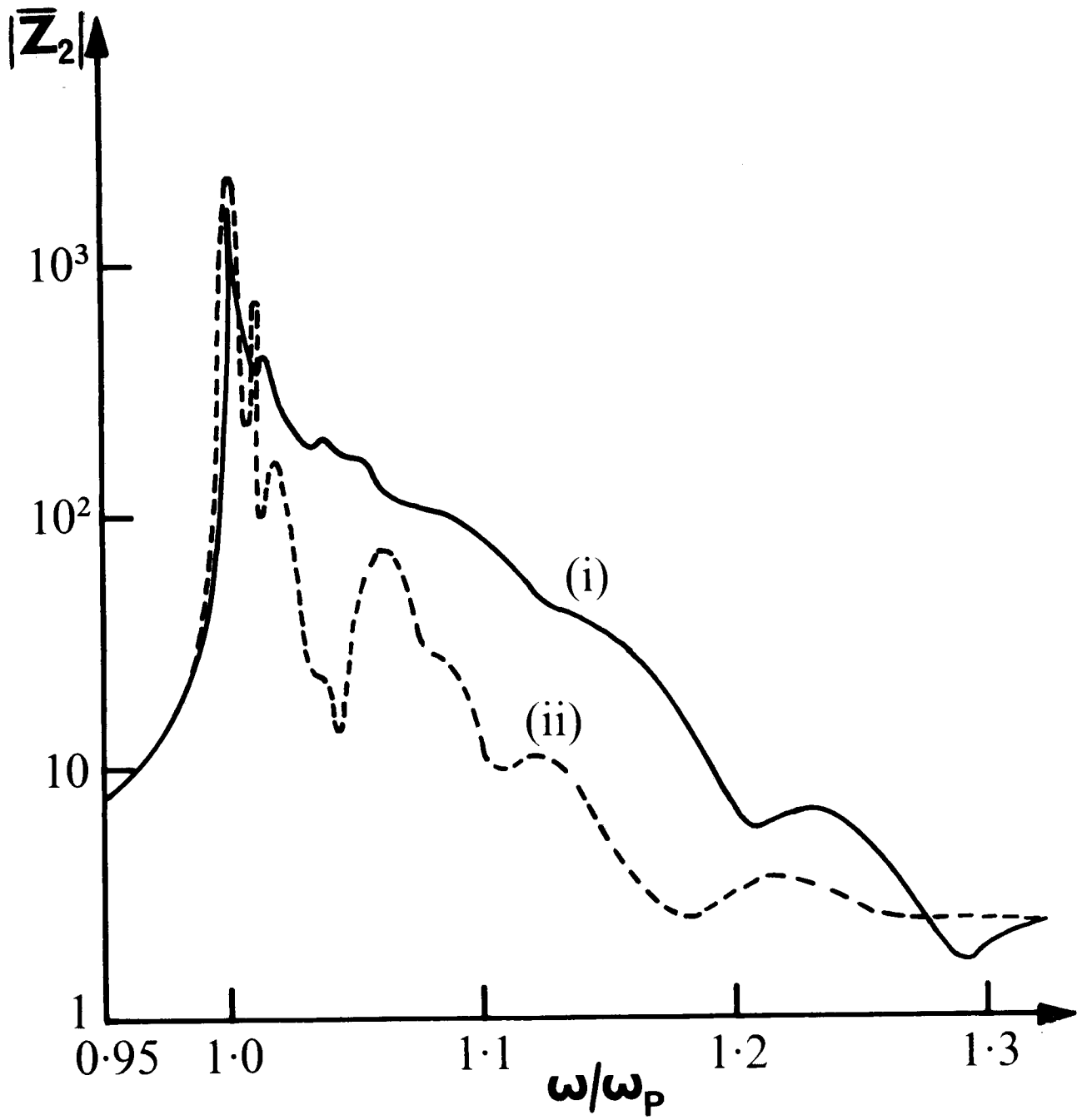


FIG 16

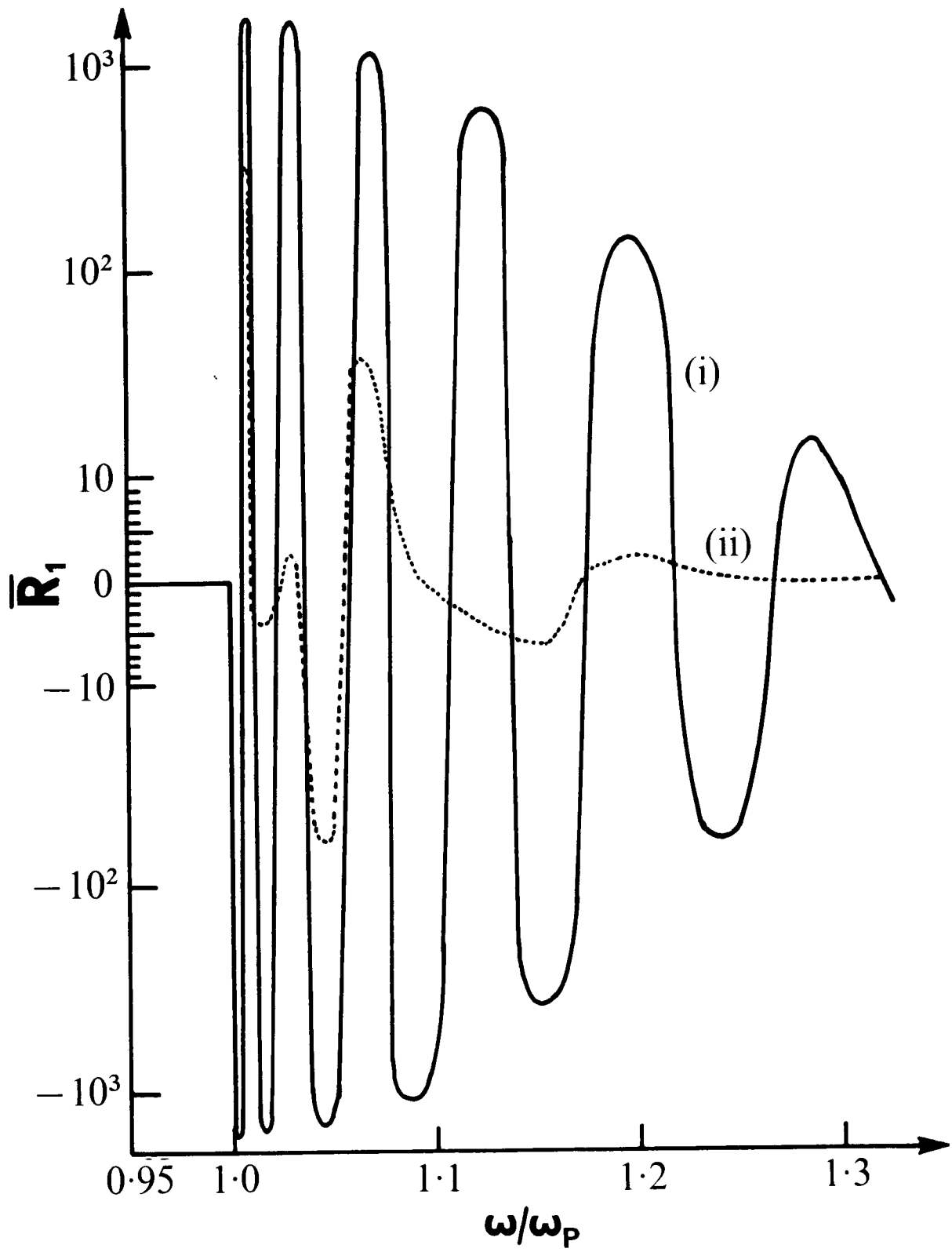


FIG 17

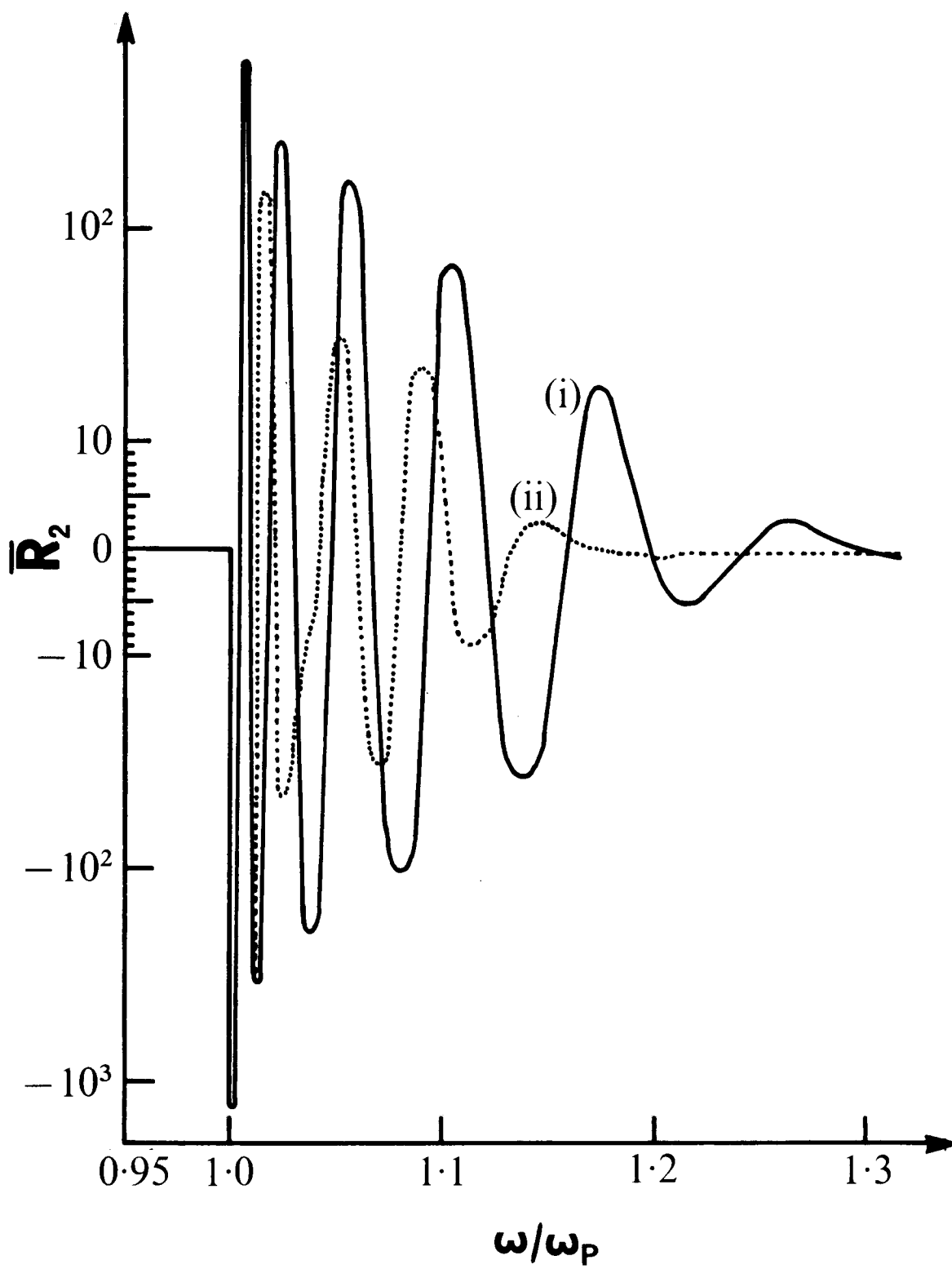


FIG 18

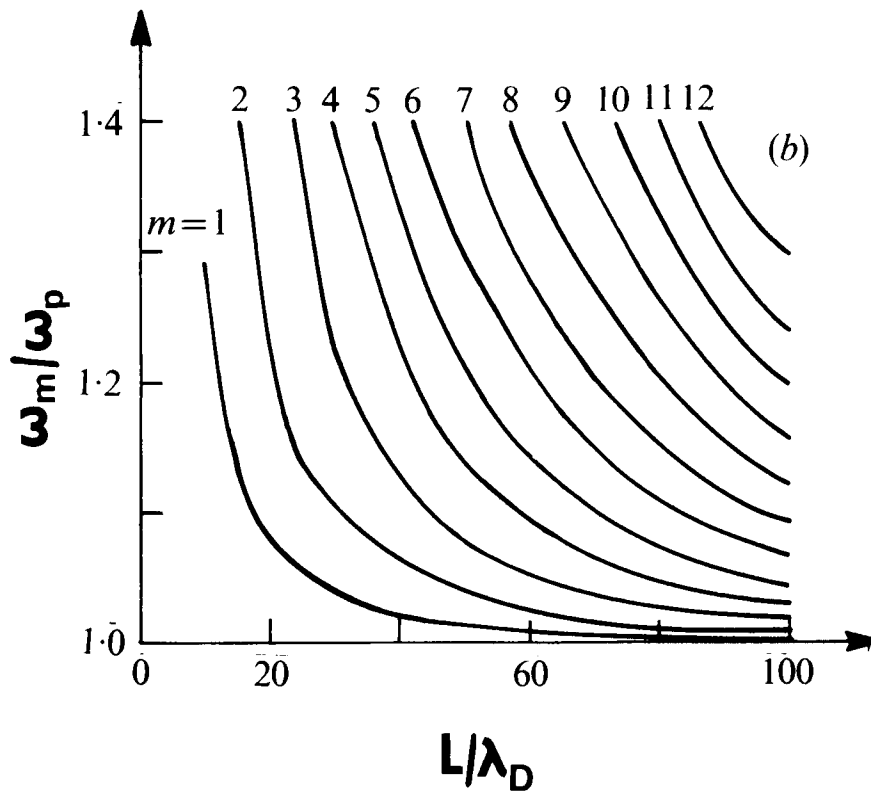
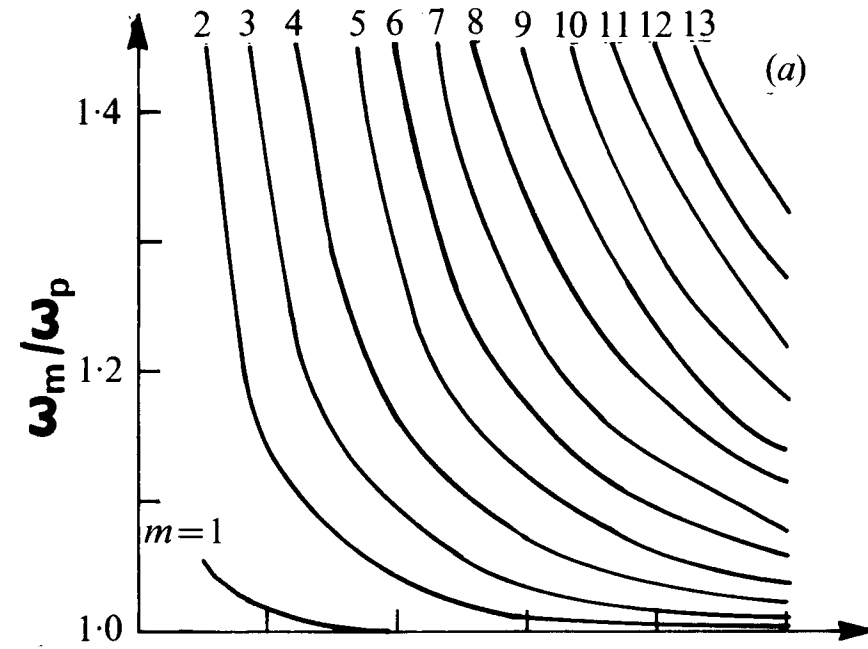


FIG 19

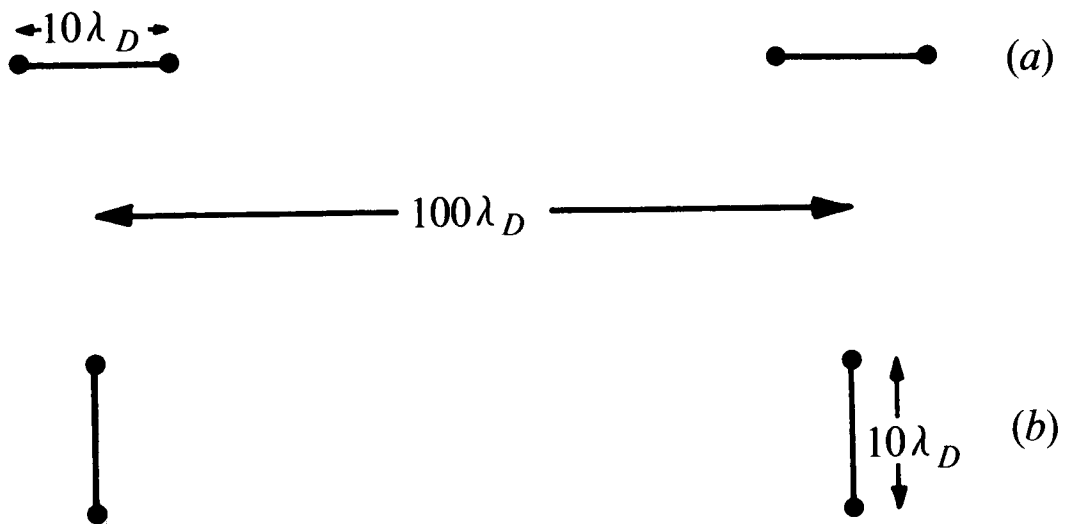


FIG 20

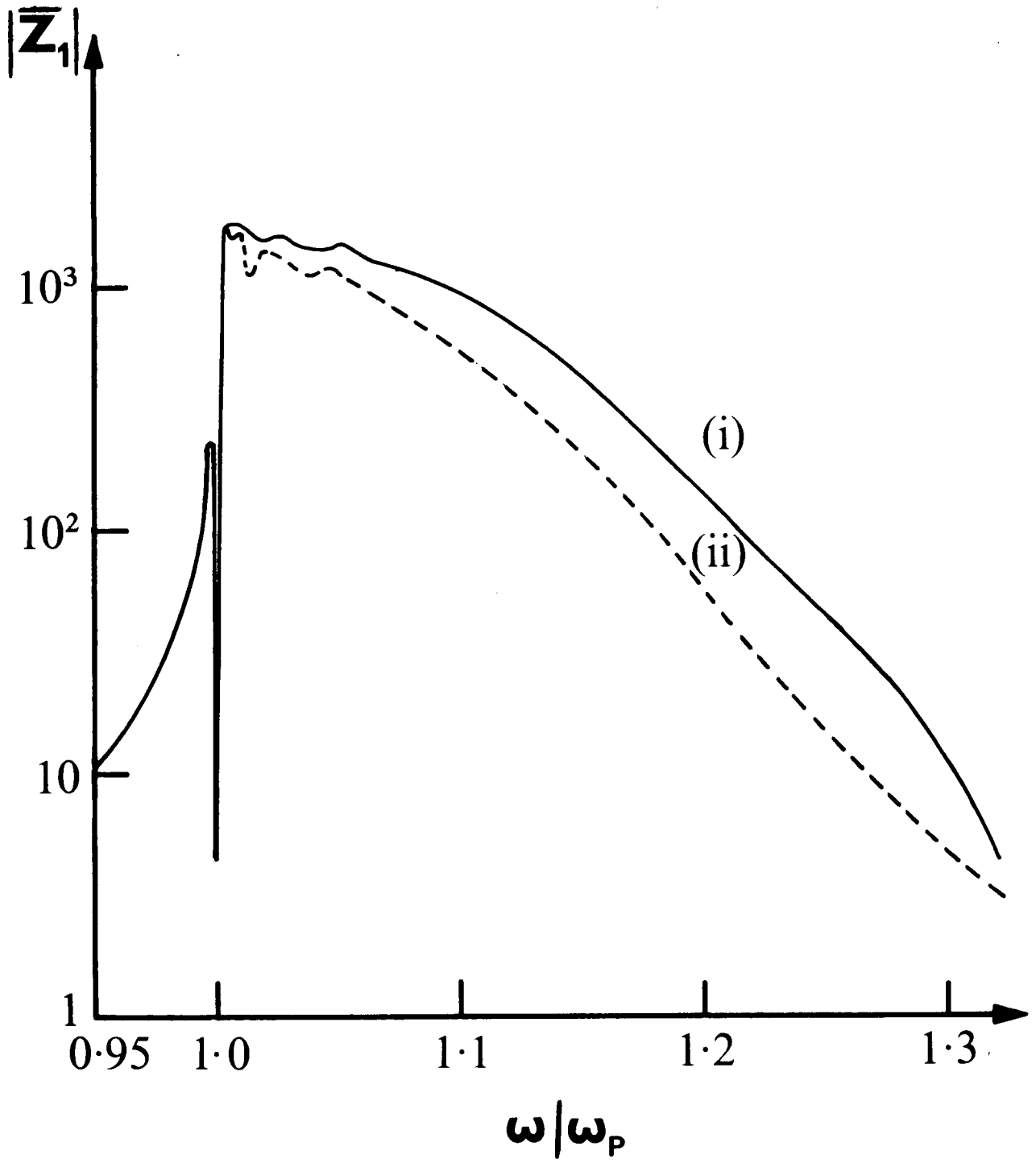


FIG 21

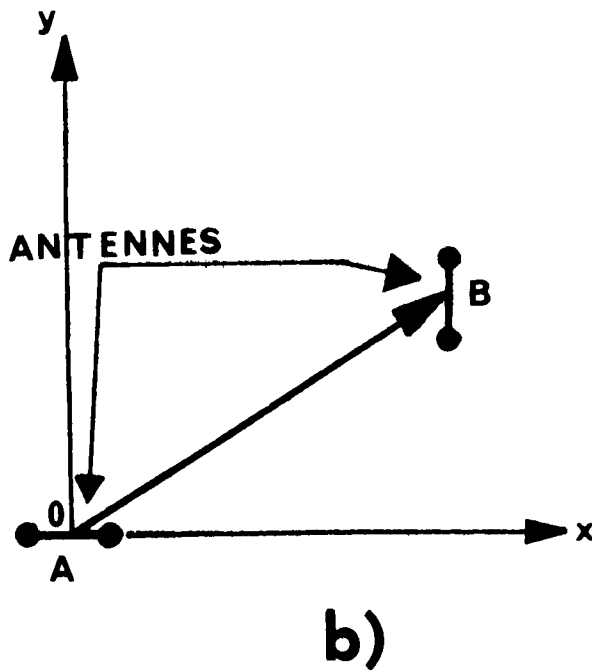
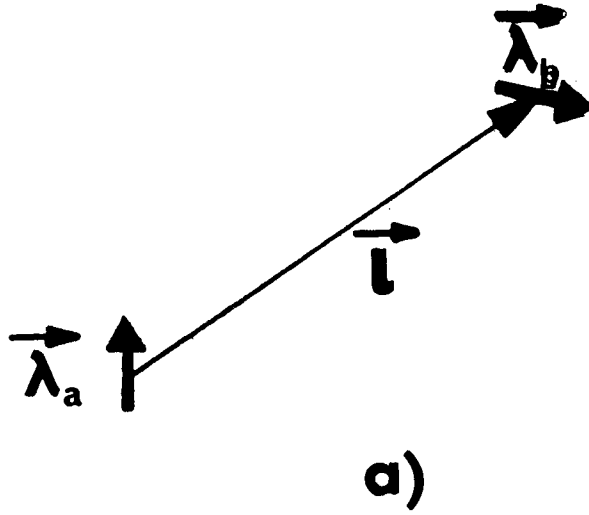


FIG 22

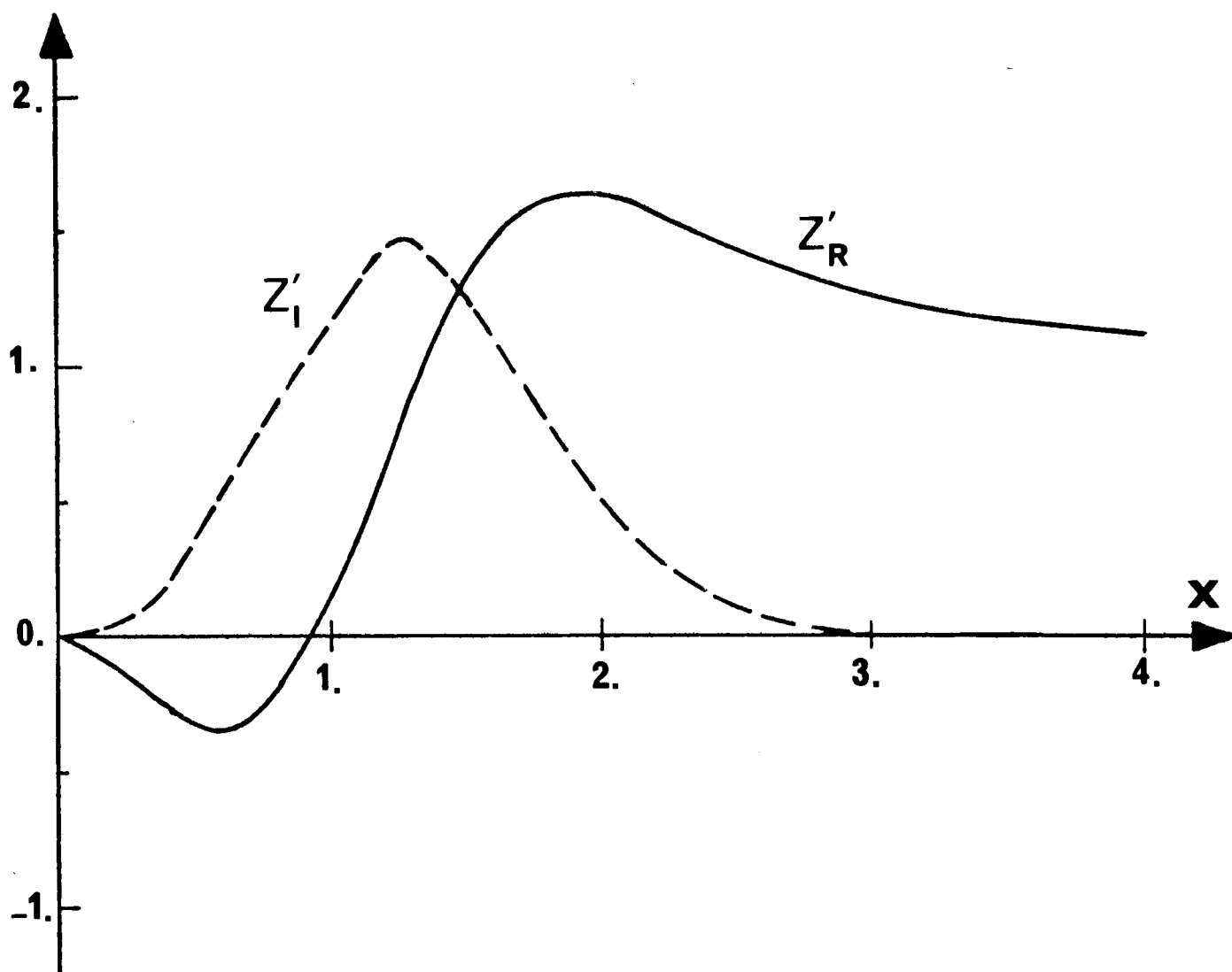


FIG 23

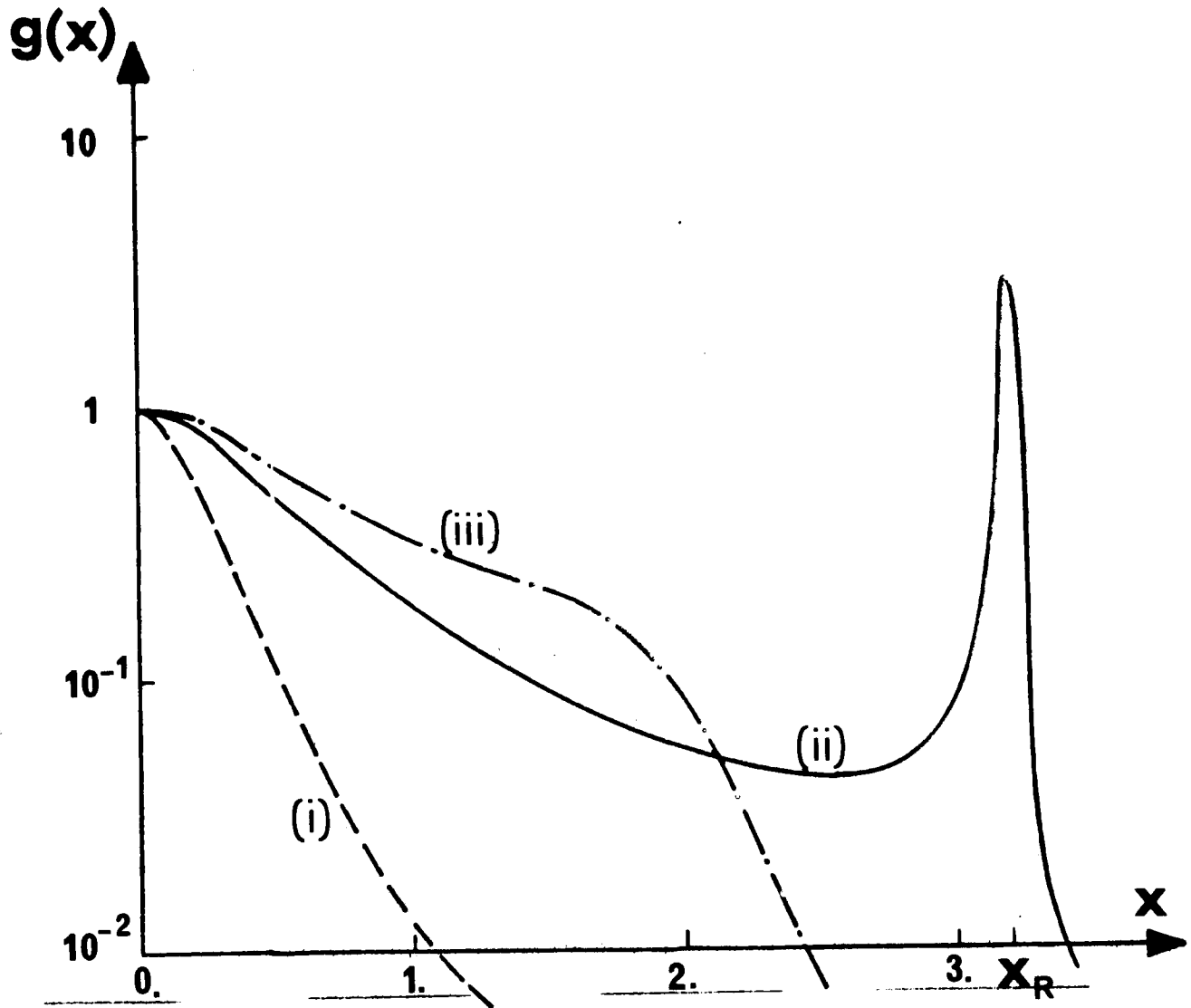


FIG 24

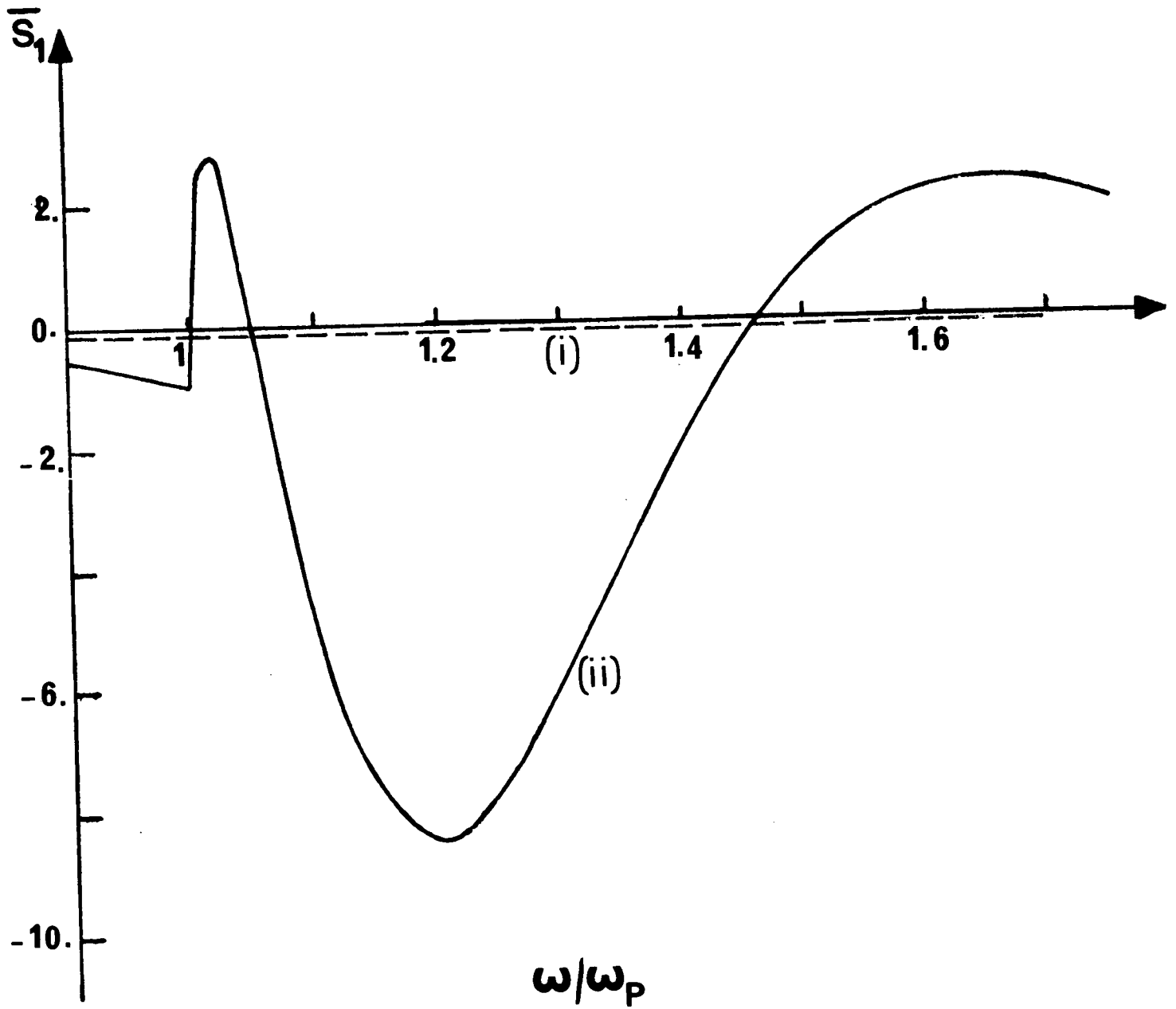


FIG 25

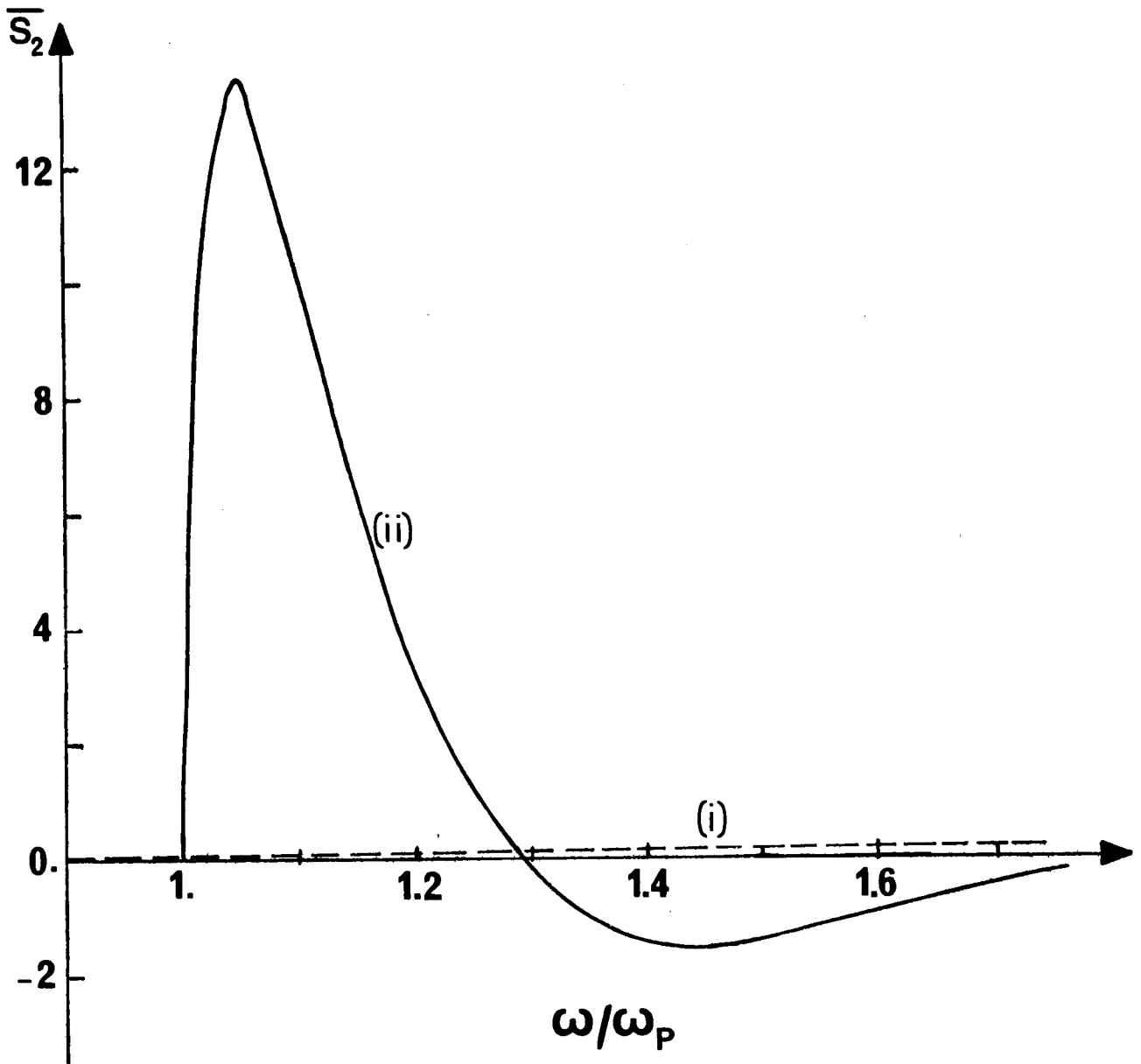


FIG 27

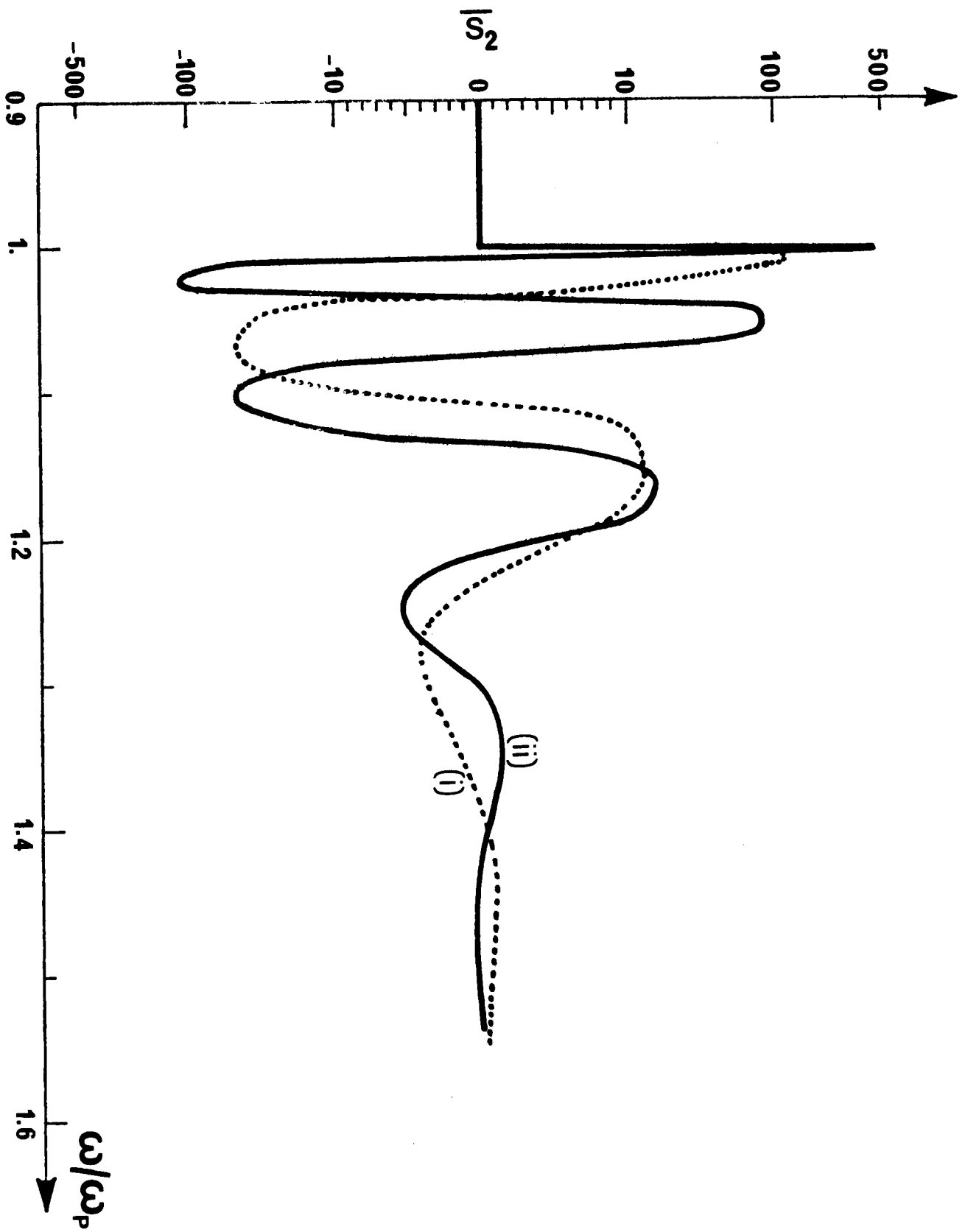


FIG 28

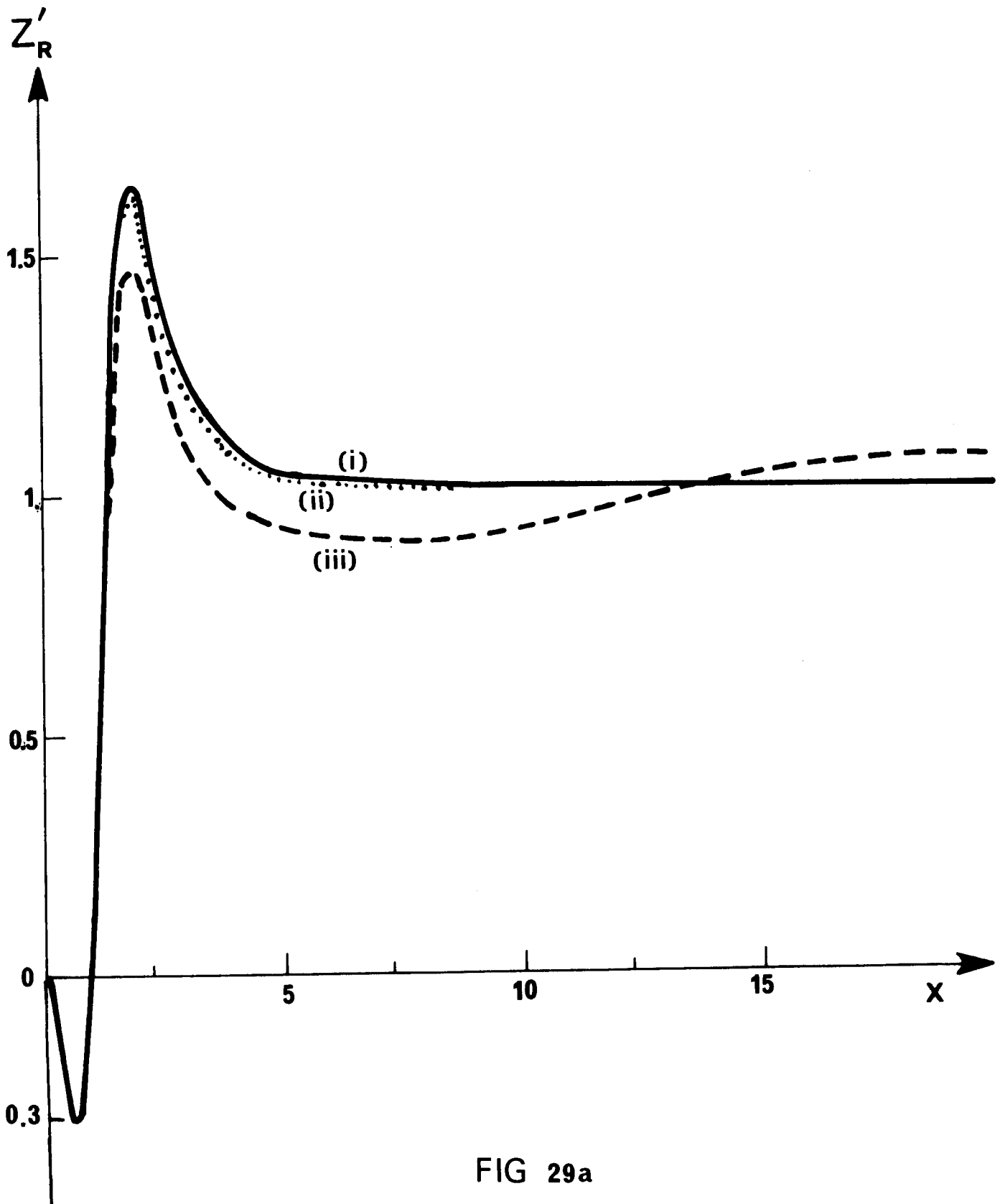


FIG 29a

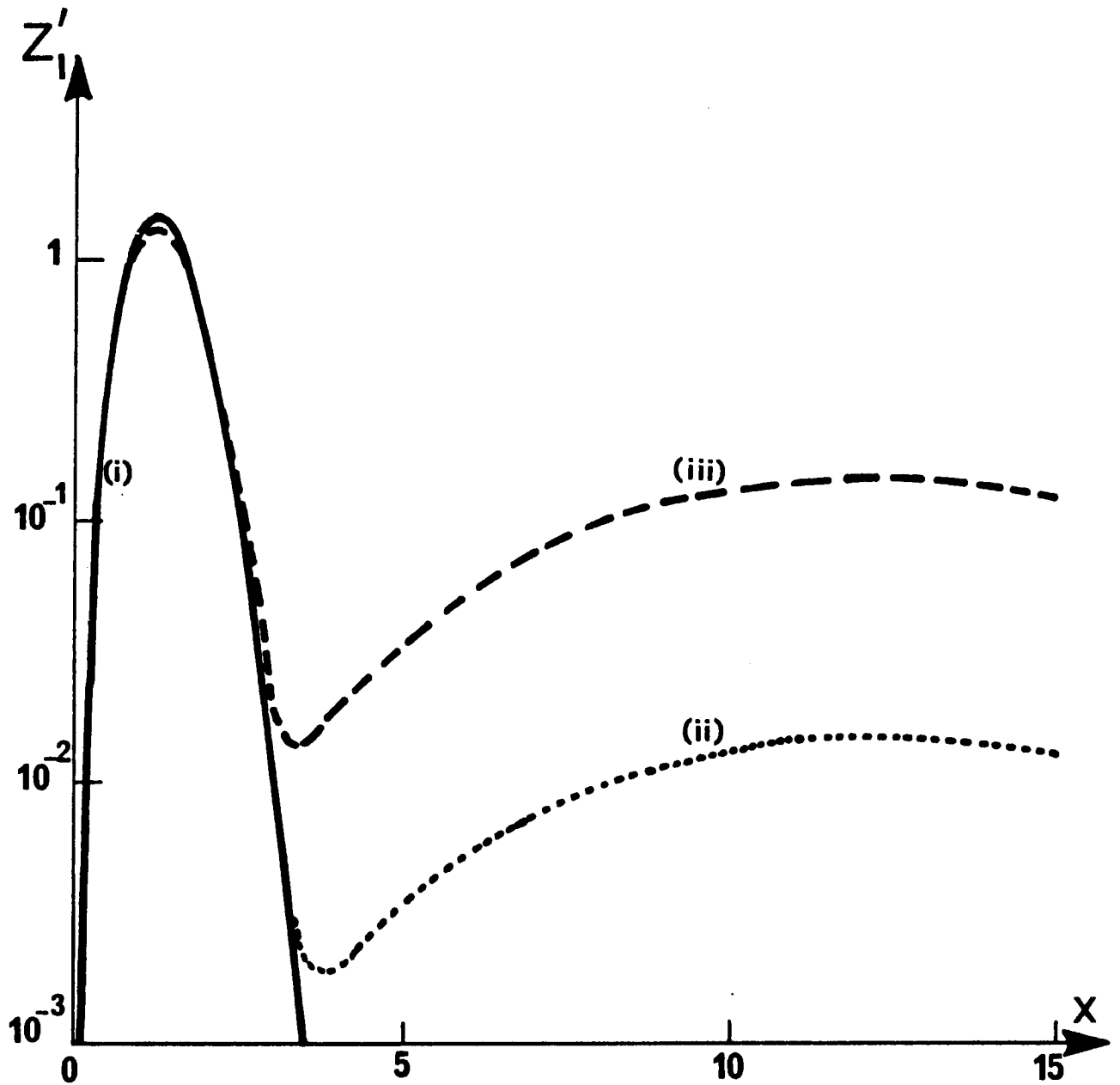


FIG 29b

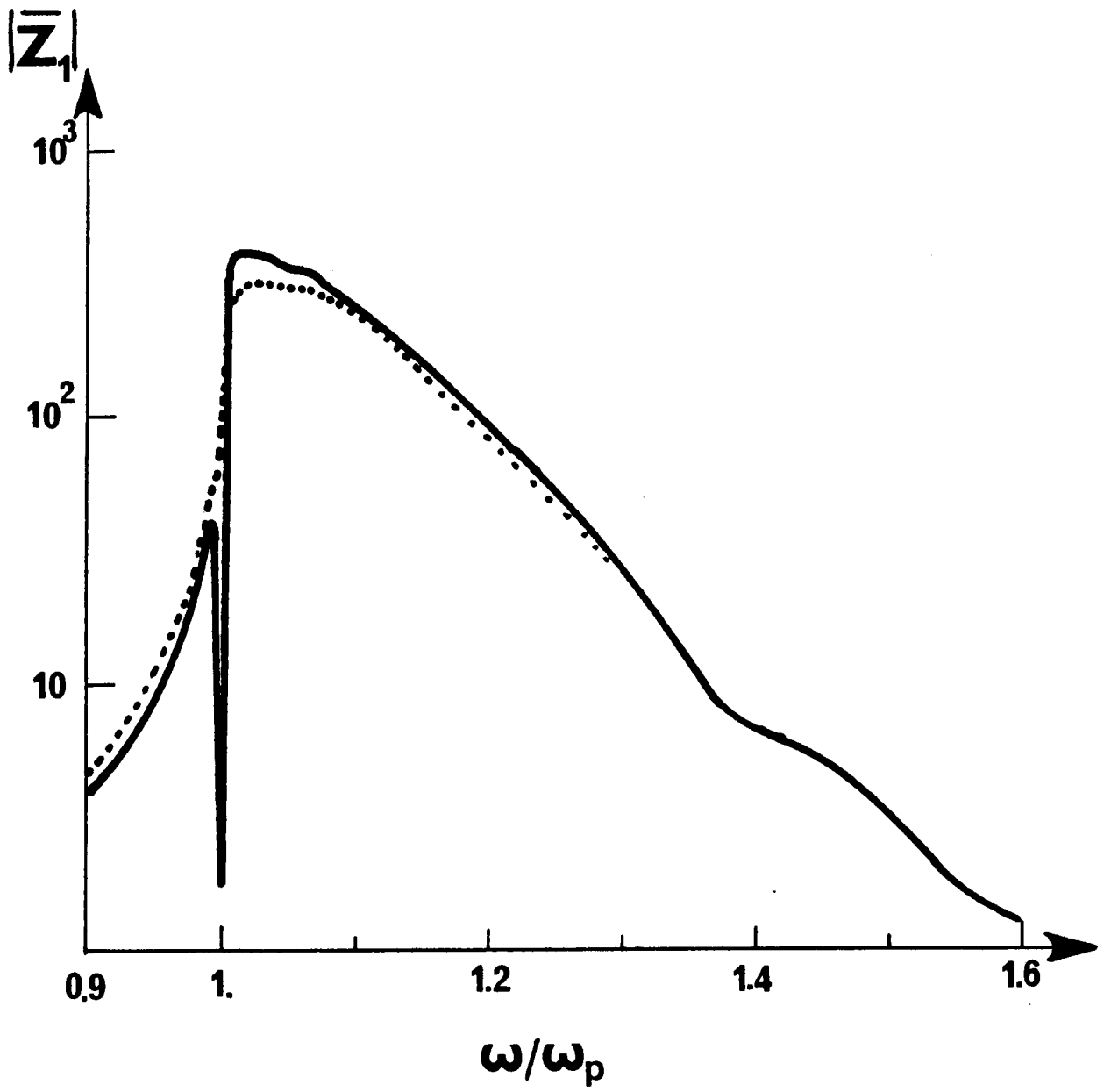


FIG 30a

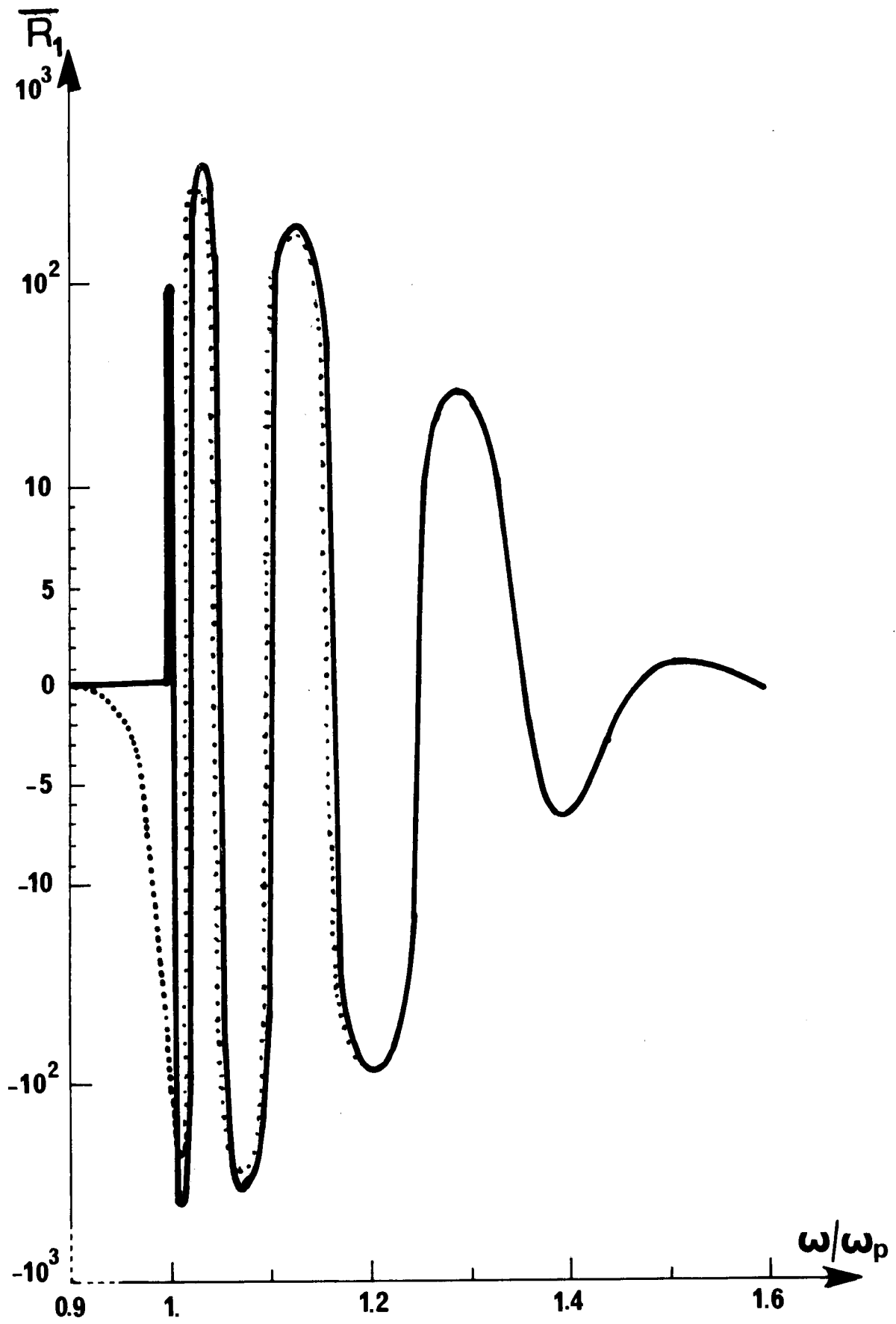


FIG 30b

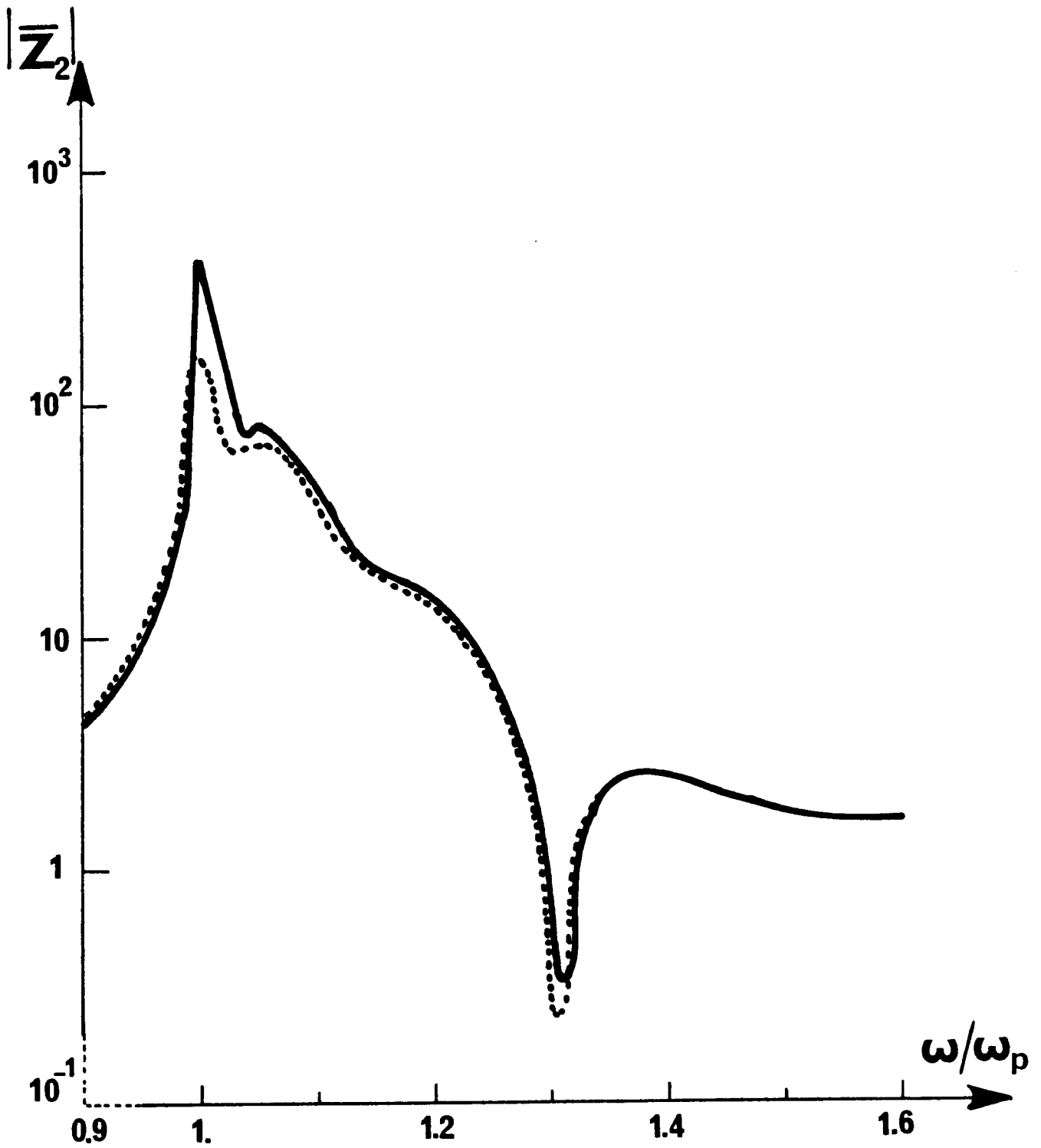


FIG 31a

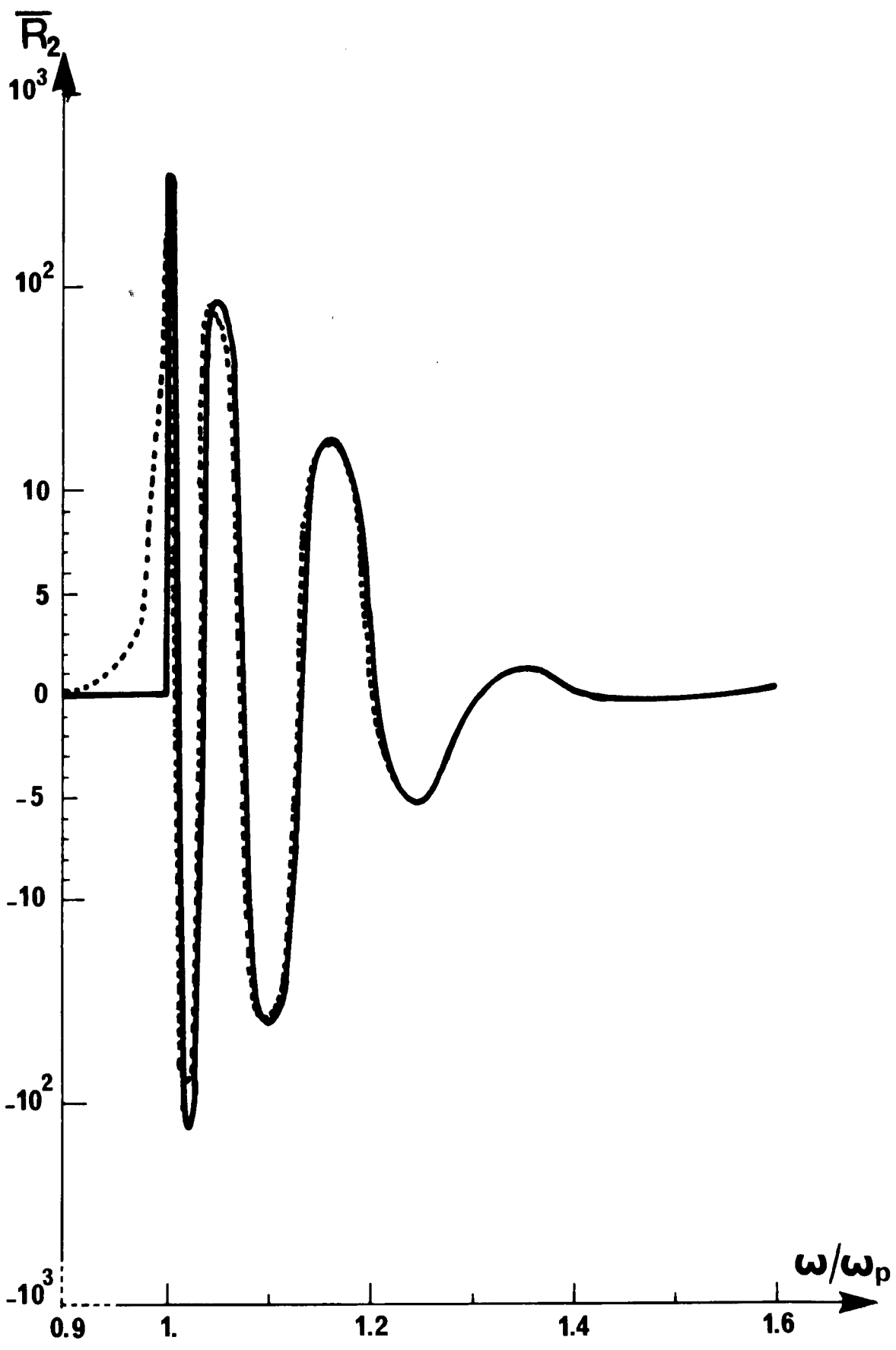


FIG 31b

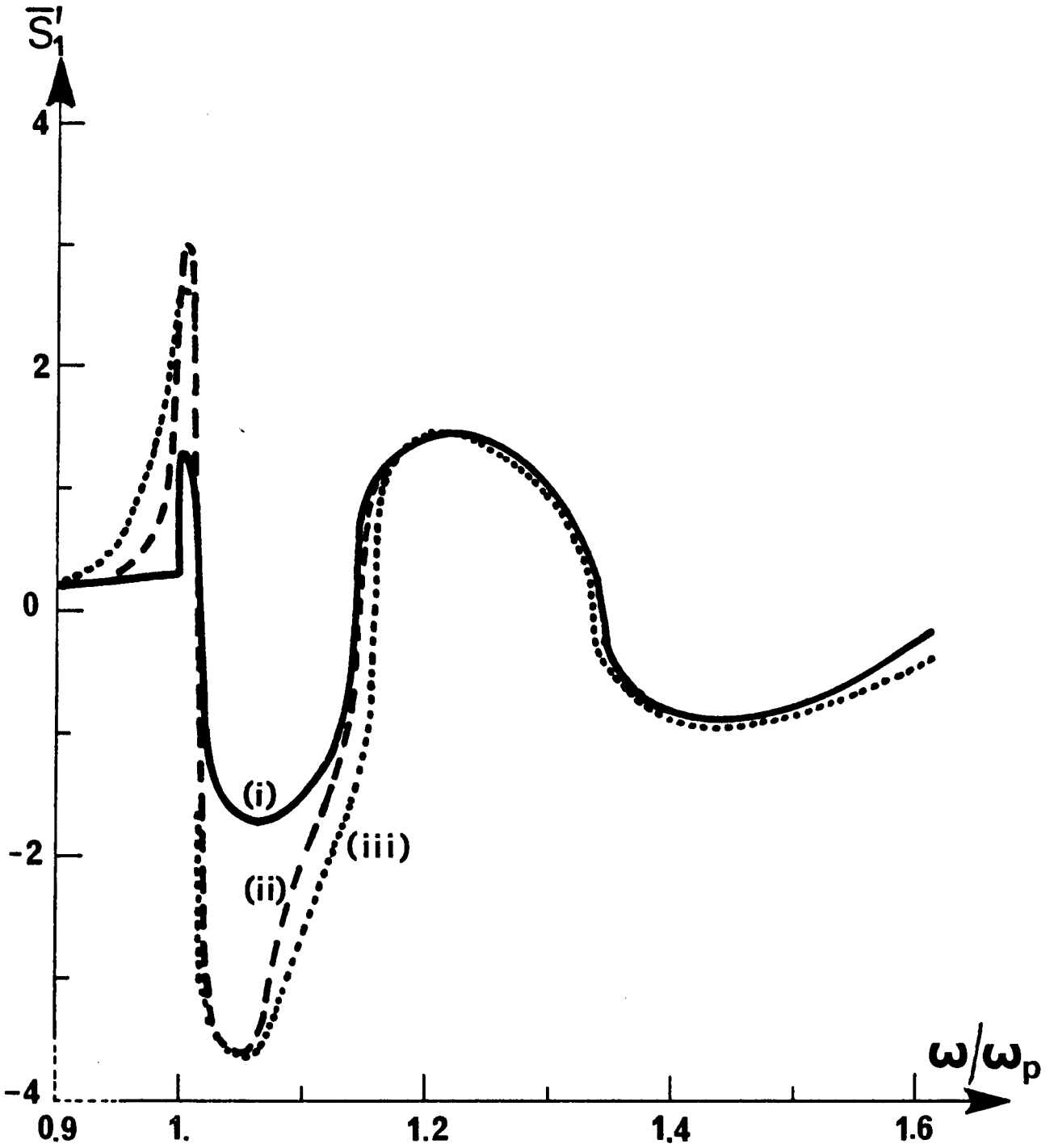


FIG 32a

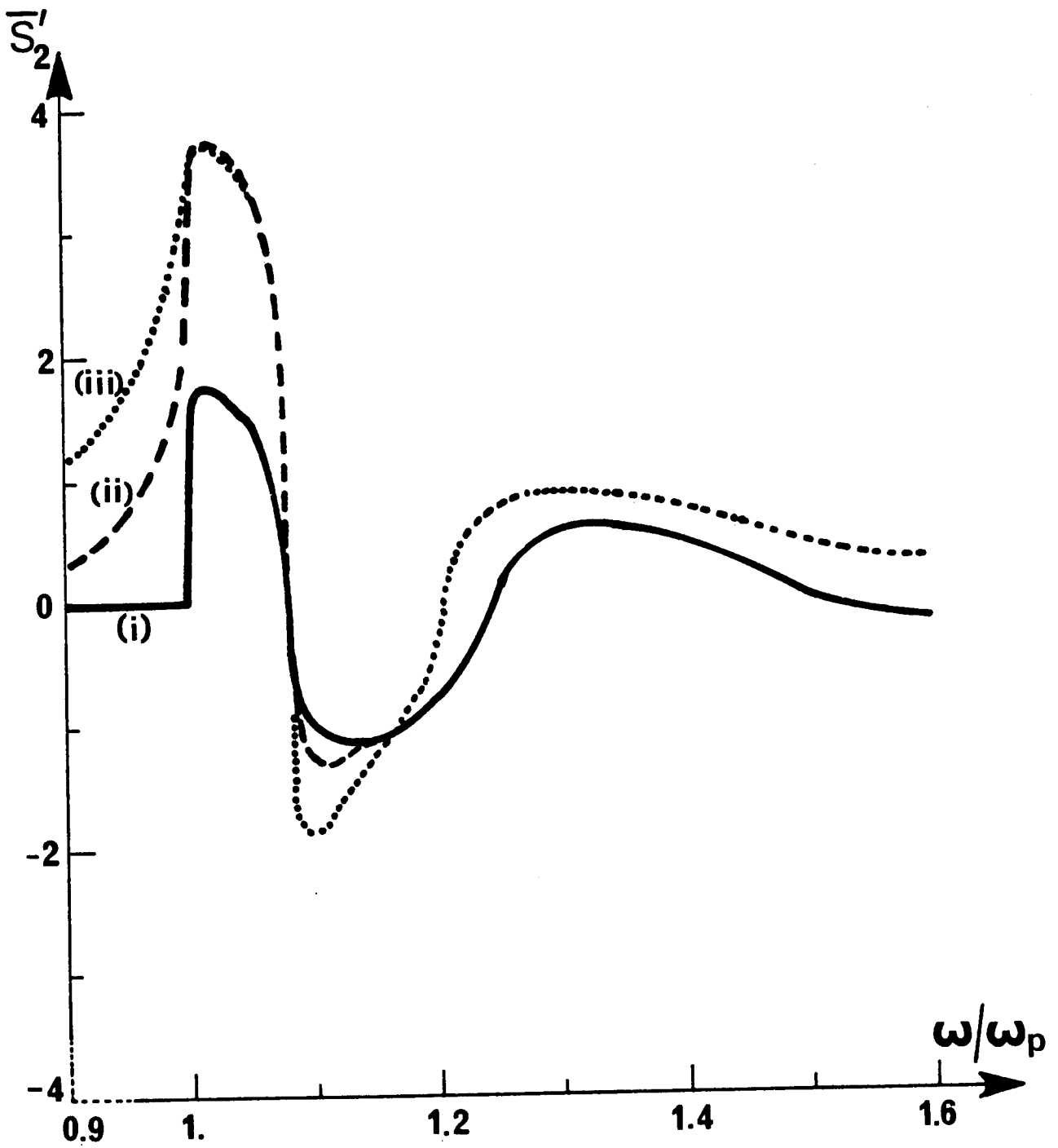


FIG 32b

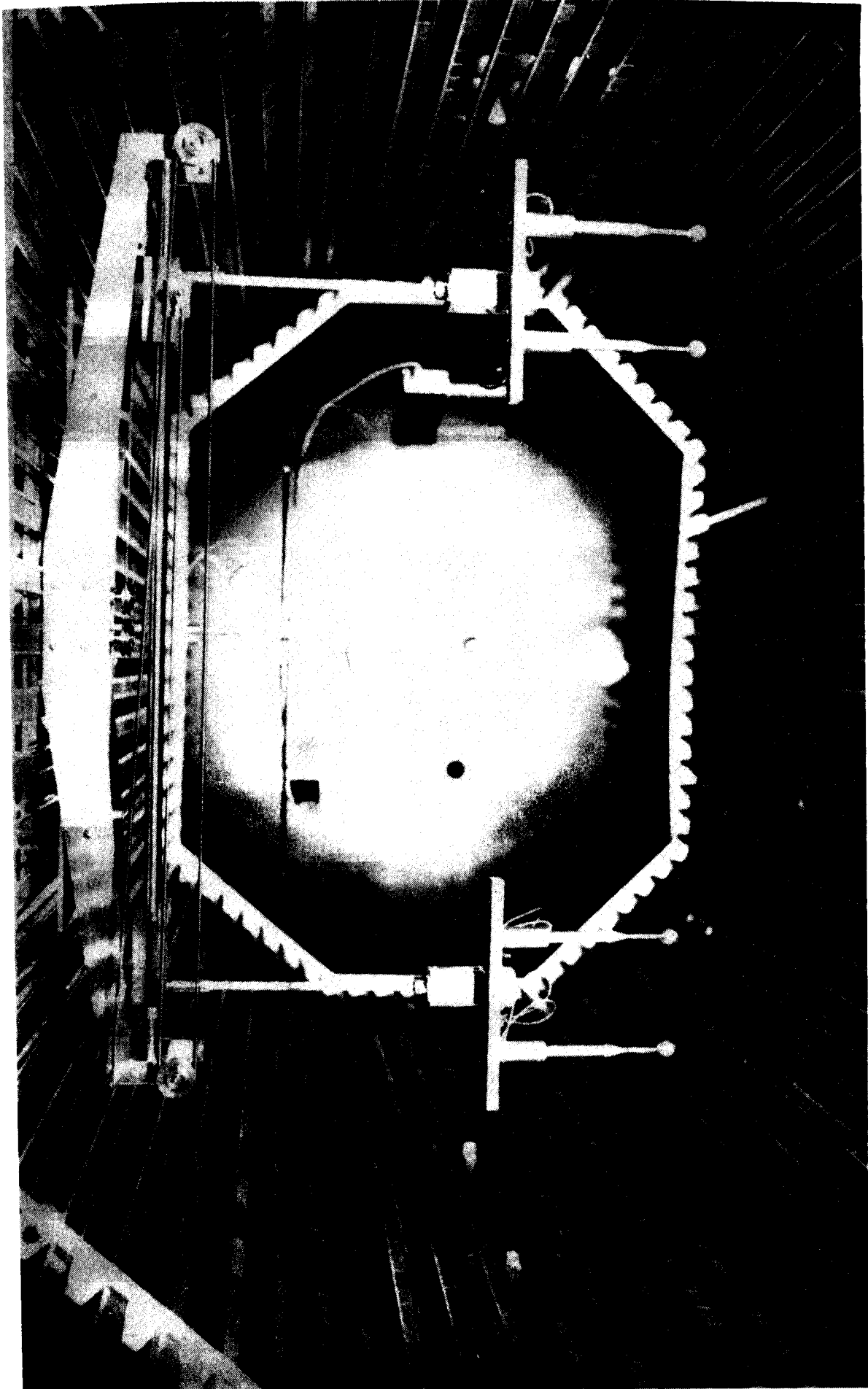


FIG 33

SONDES ELECTRODYNAMIQUES MODE ACTIF

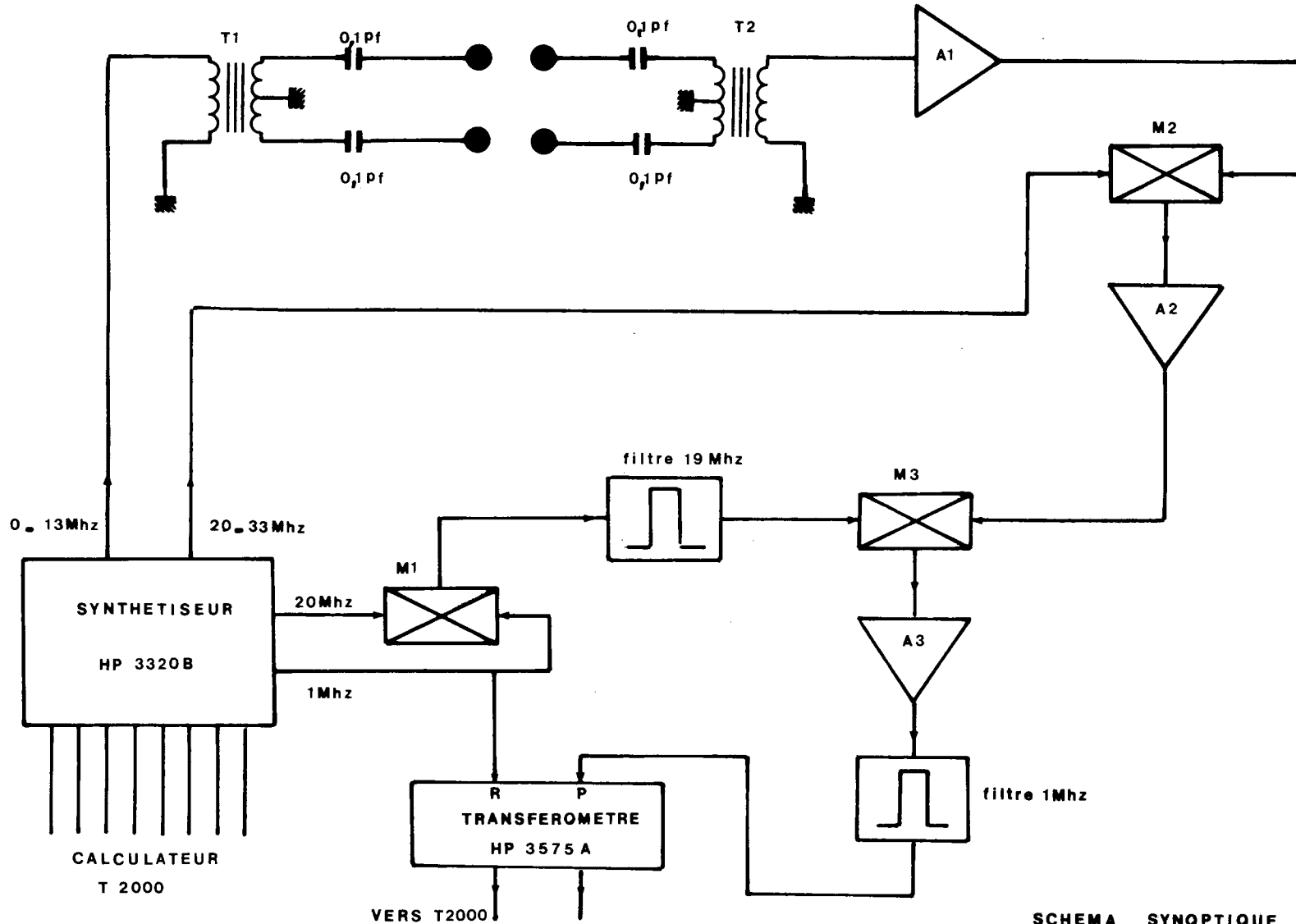
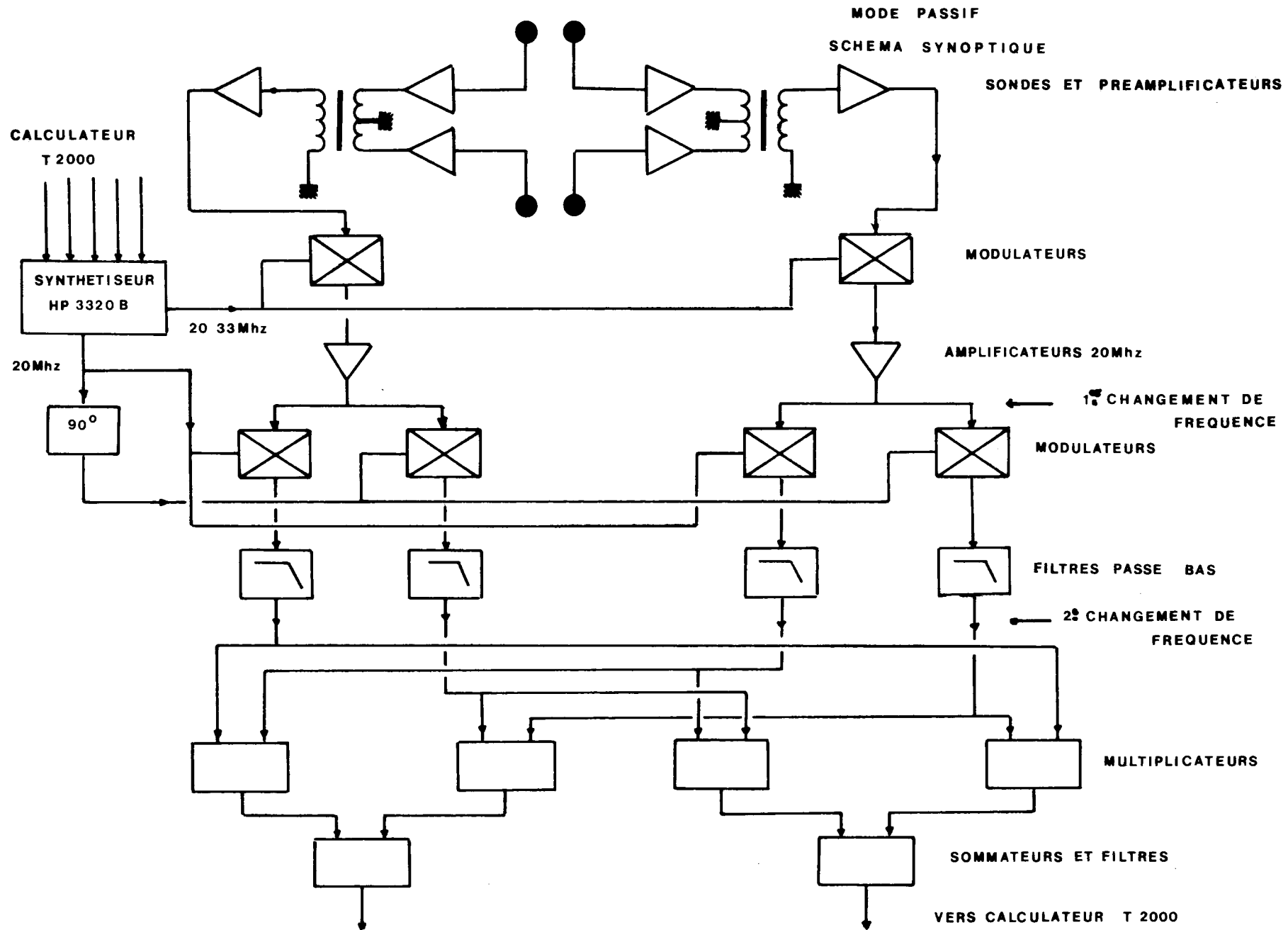
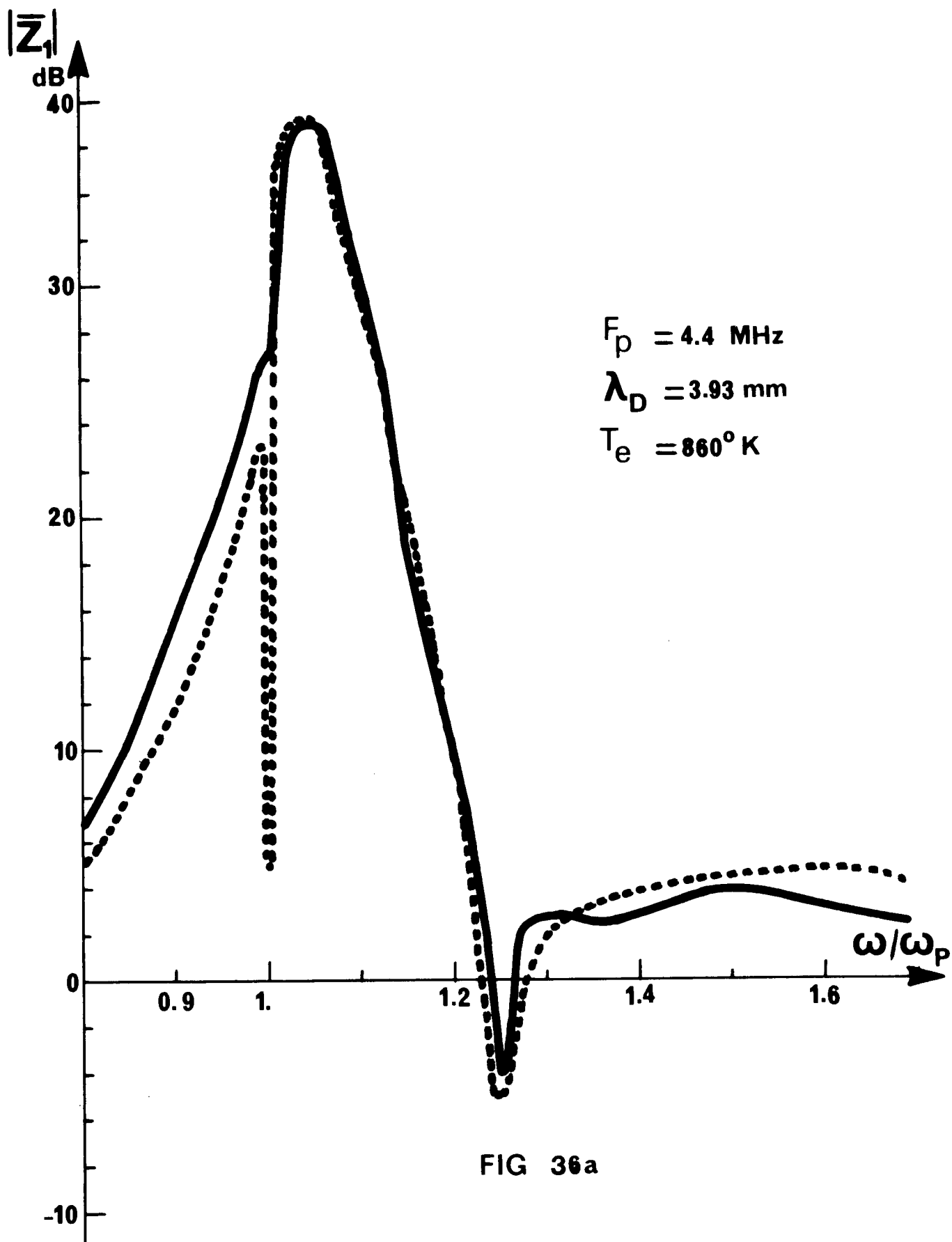


FIG 34

SCHEMA SYNOPTIQUE

FIG 35





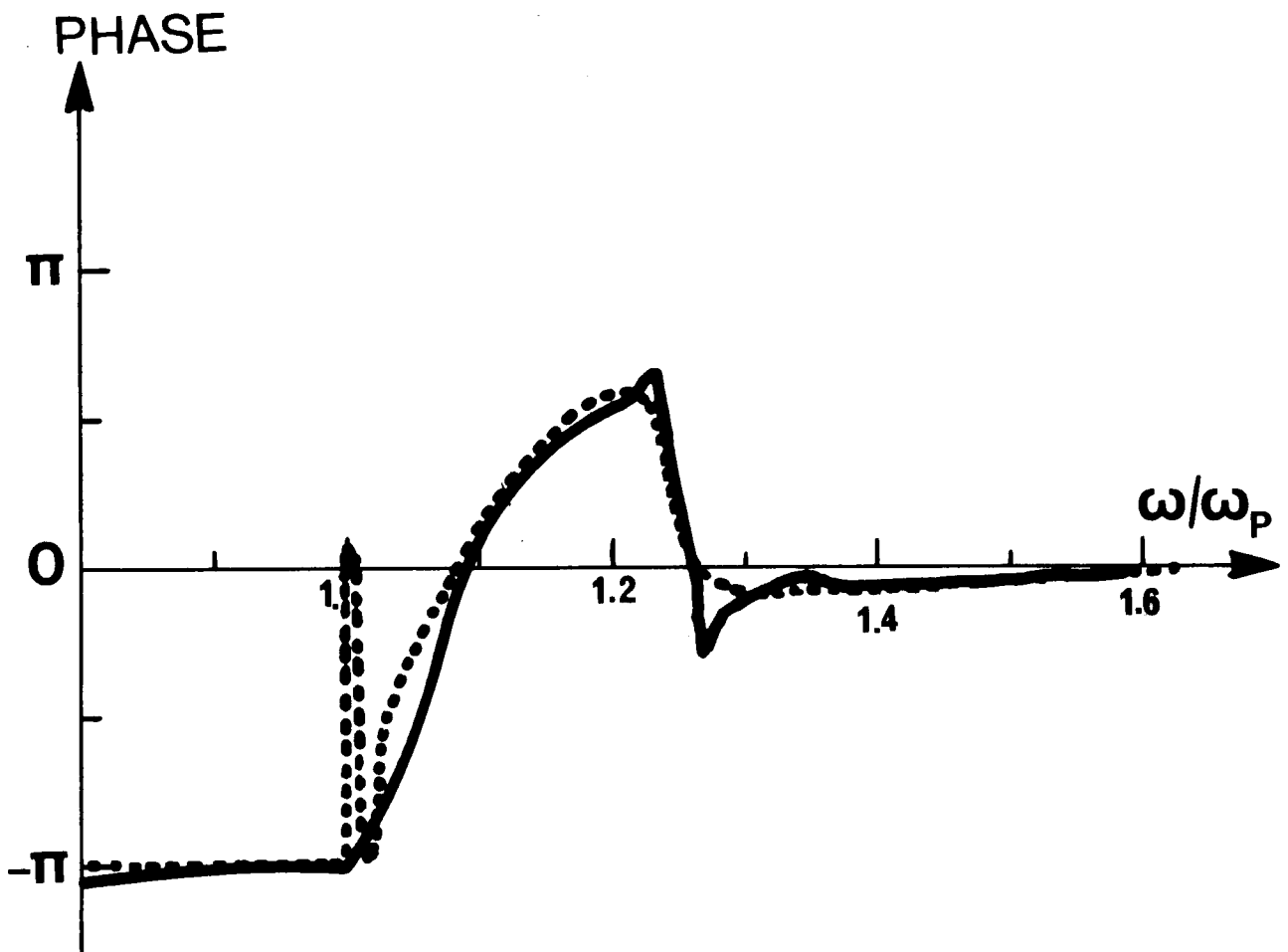


FIG 36b

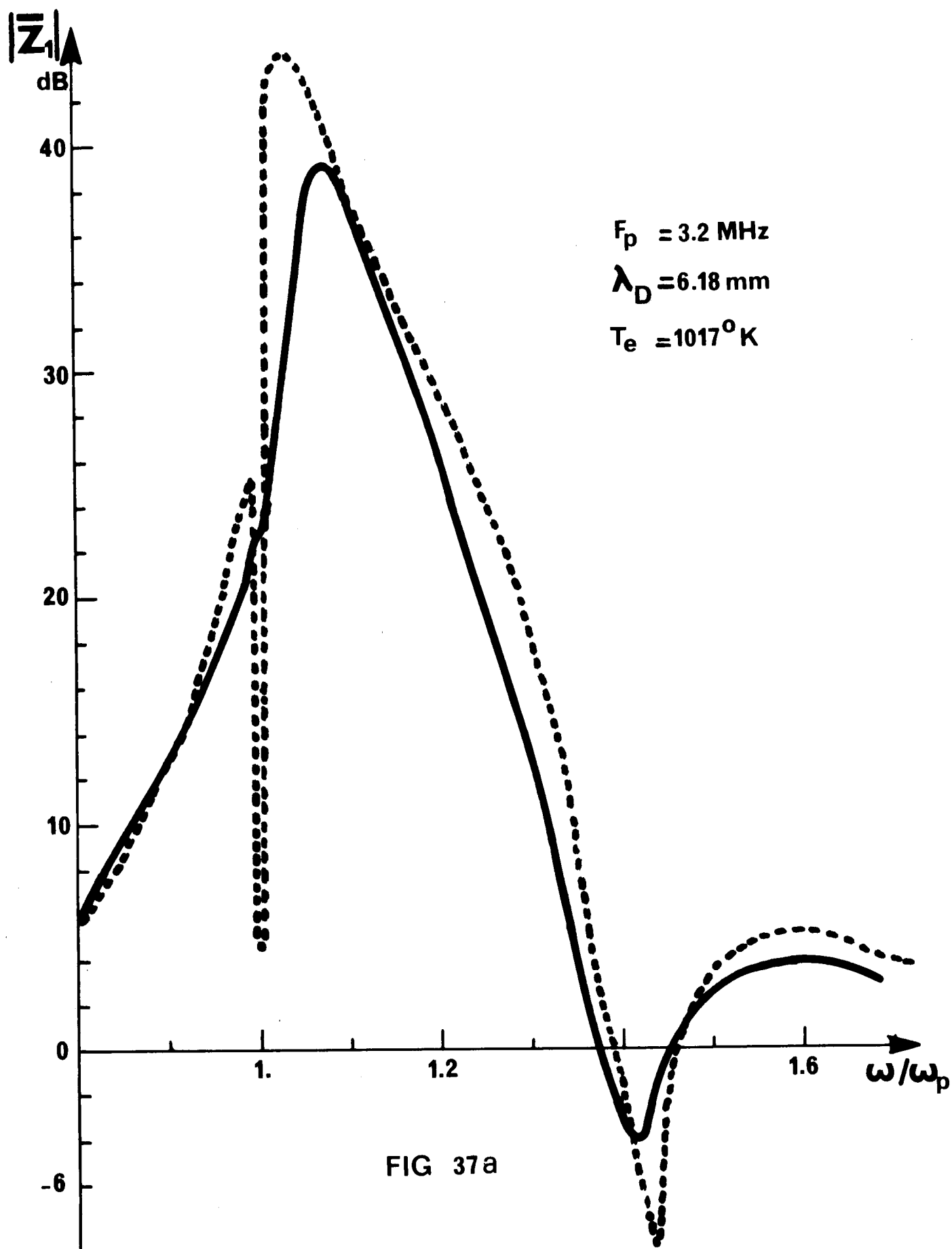


FIG 37a

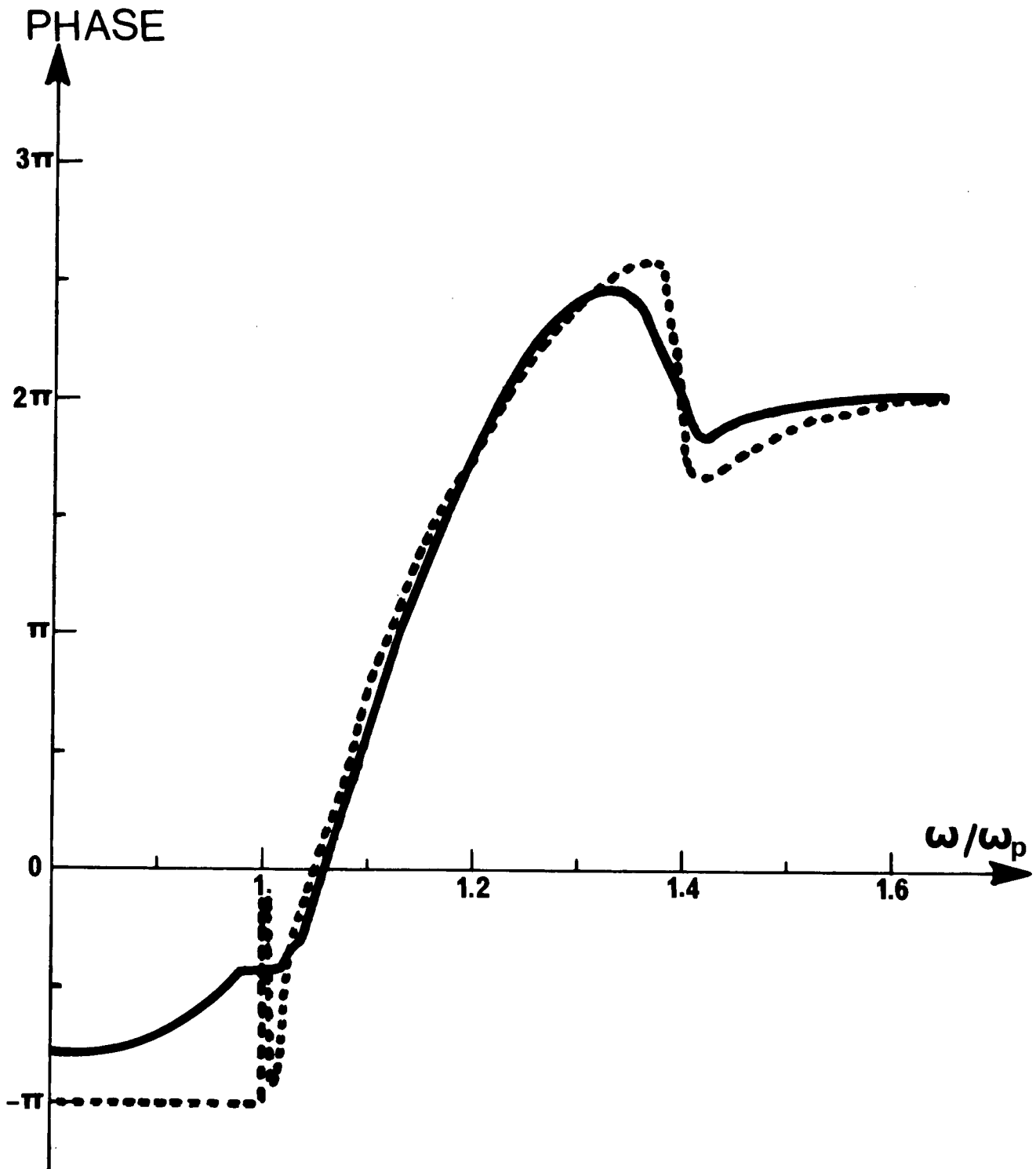


FIG 37b

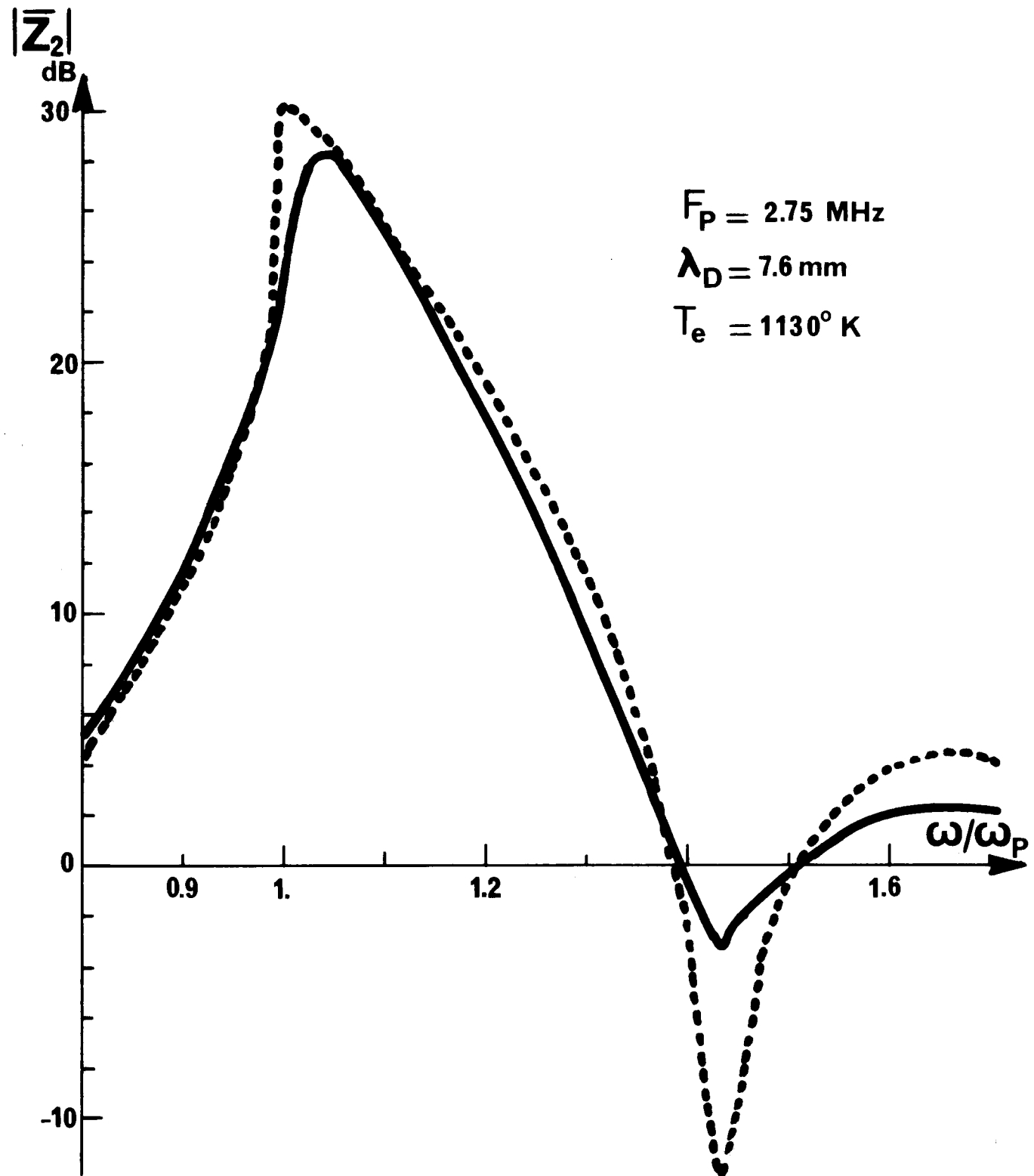


FIG 38a

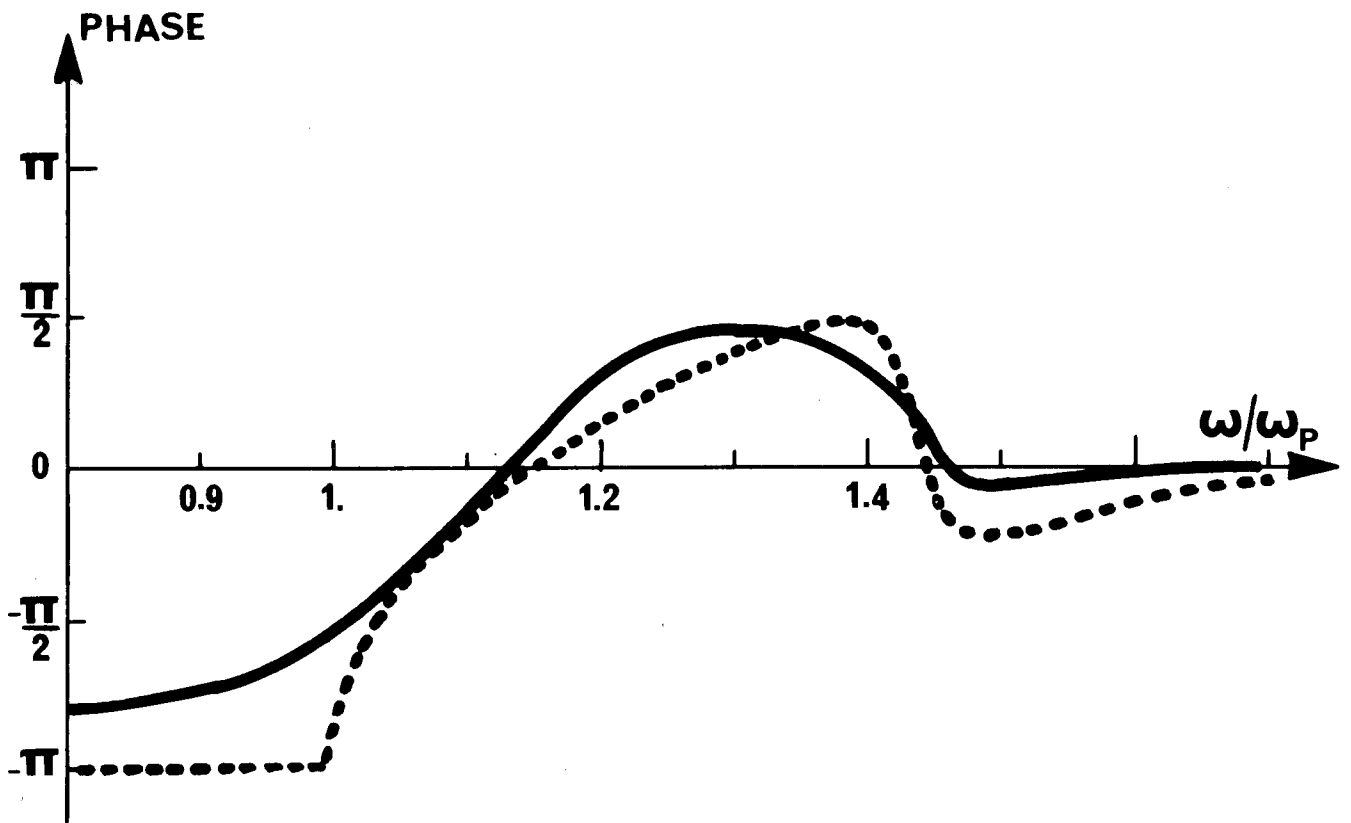
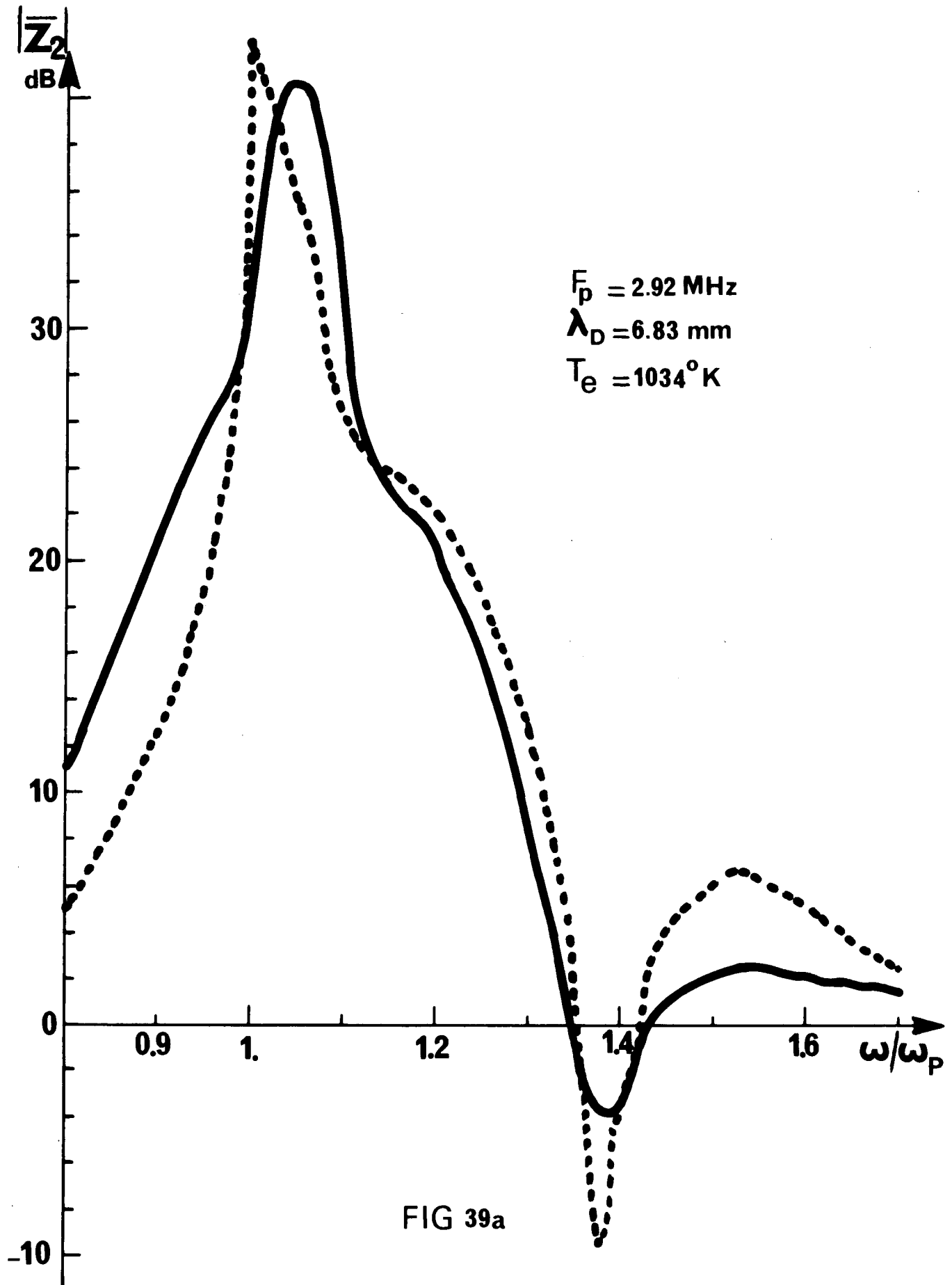


FIG 38b



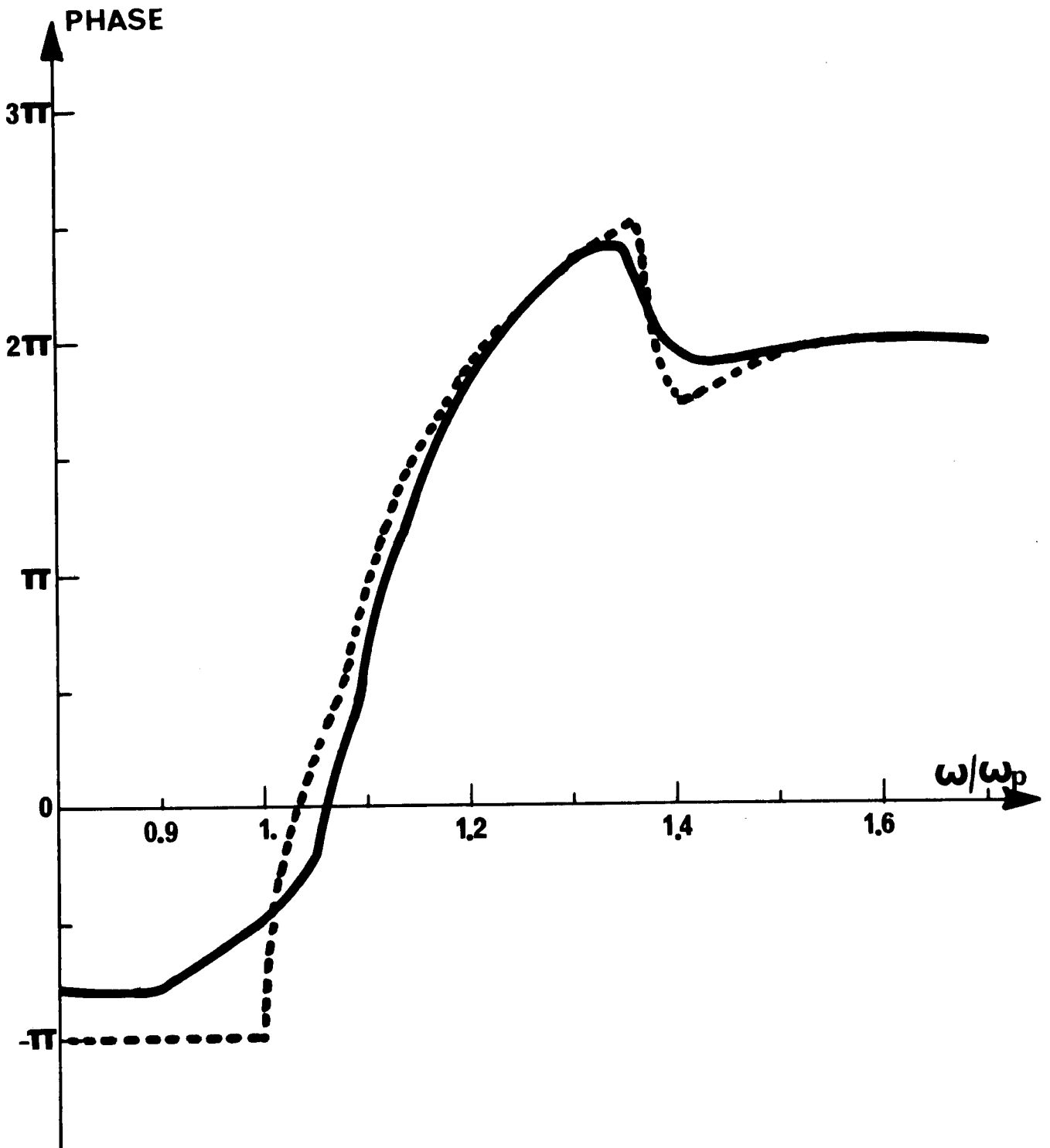
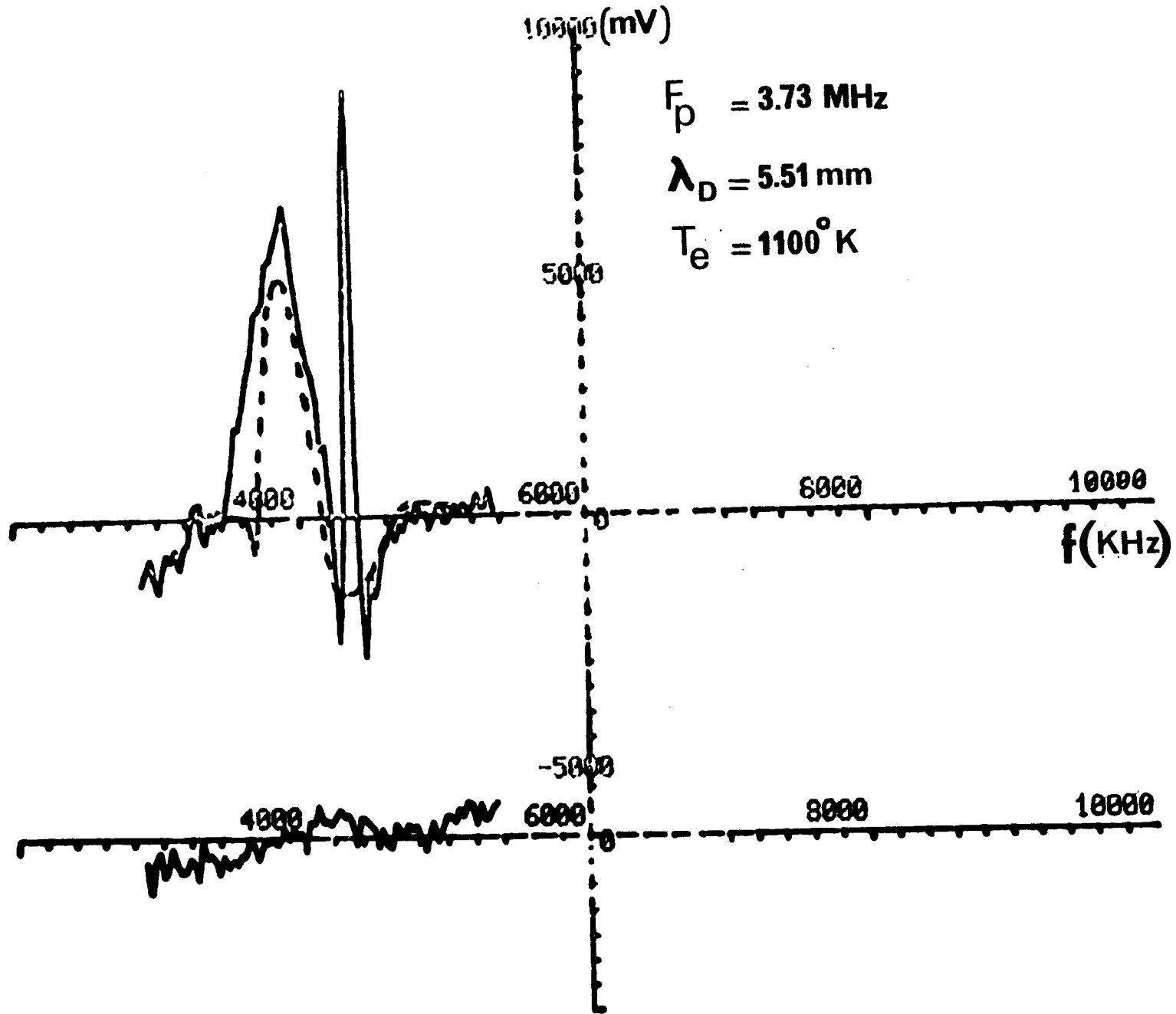


FIG 39b

FIG 40



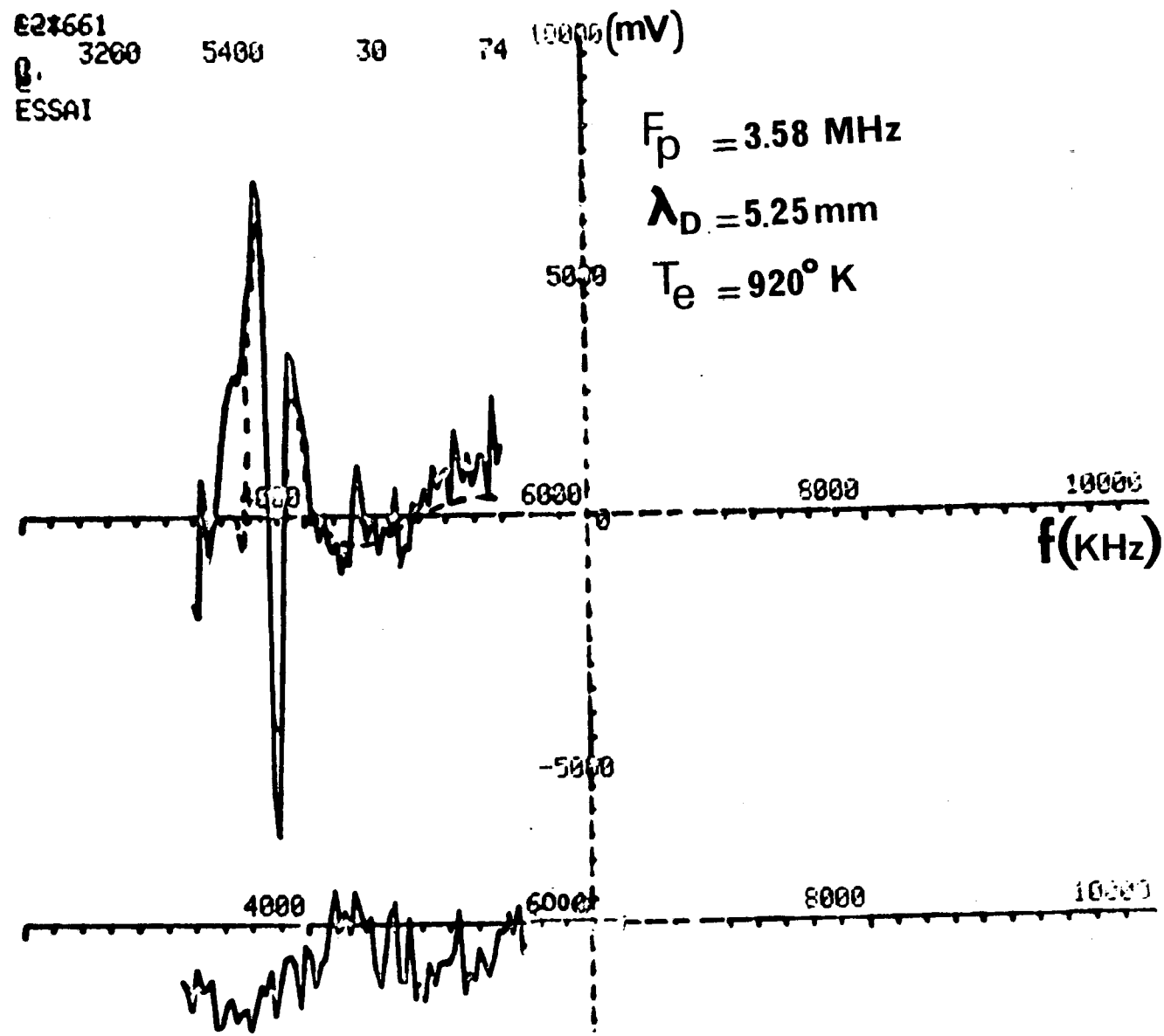
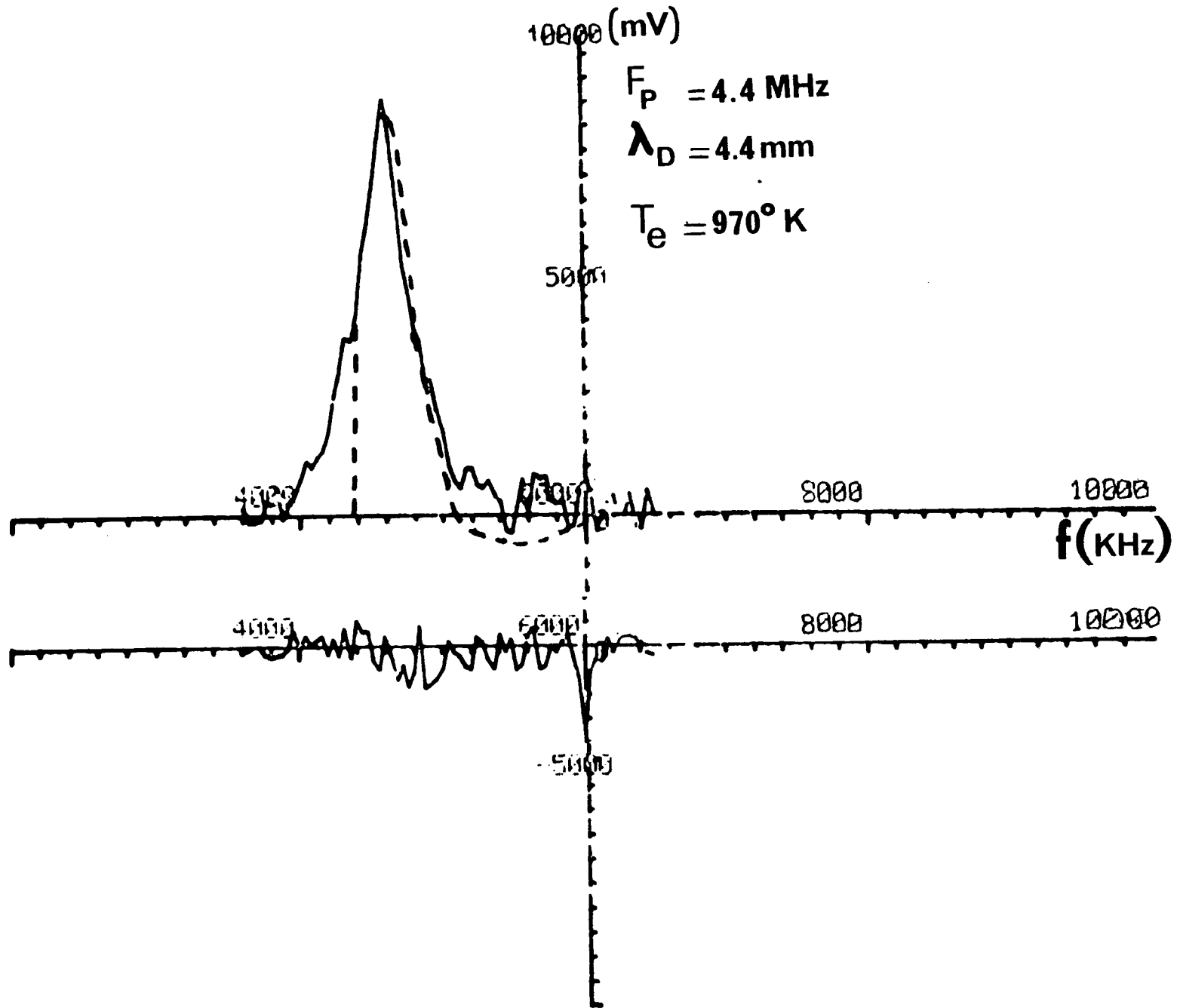


FIG 41

FIG 42



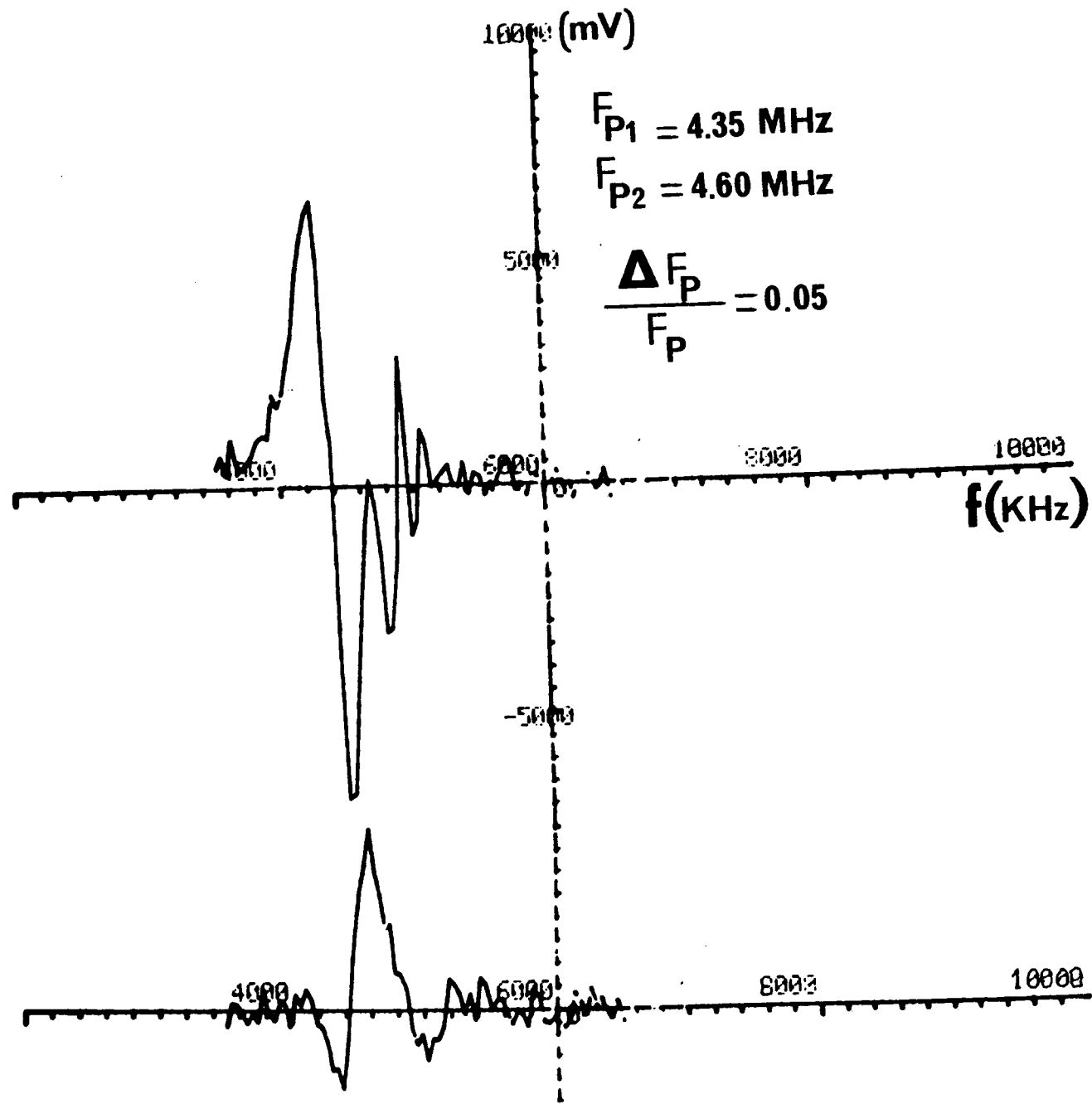


FIG 43

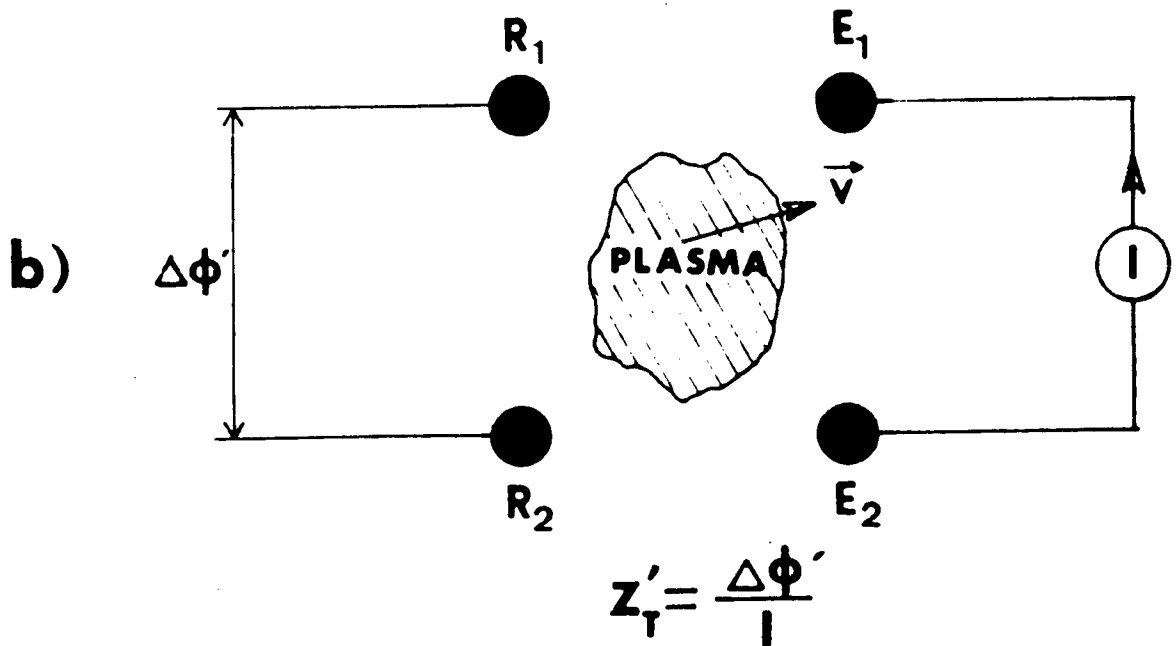
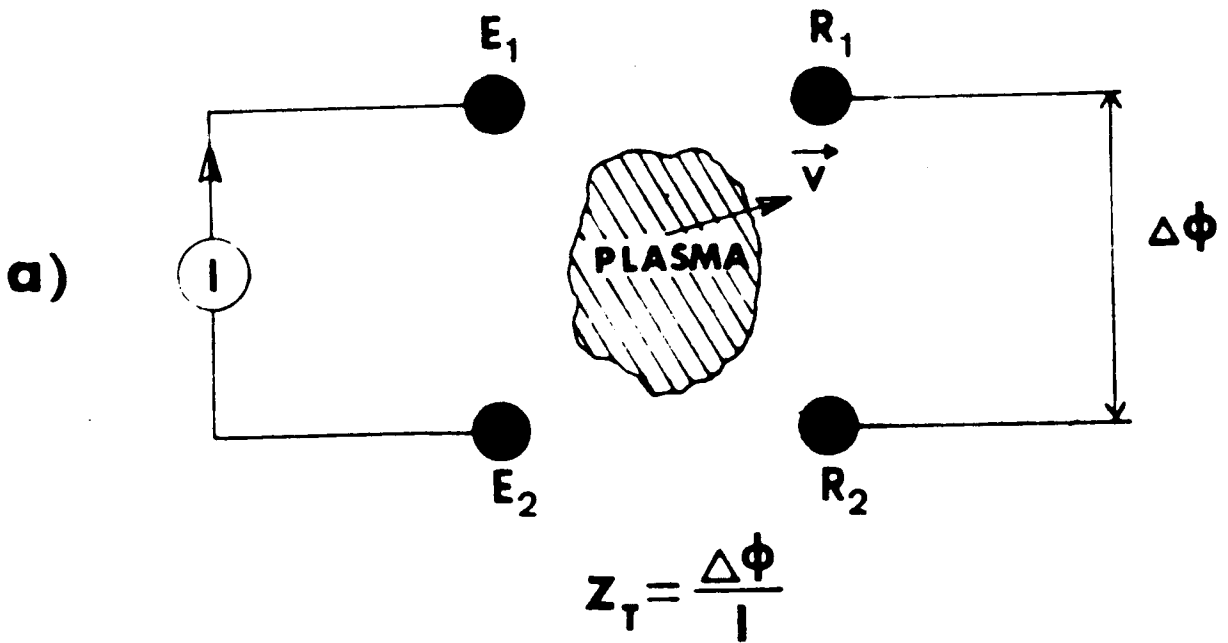


FIG 44

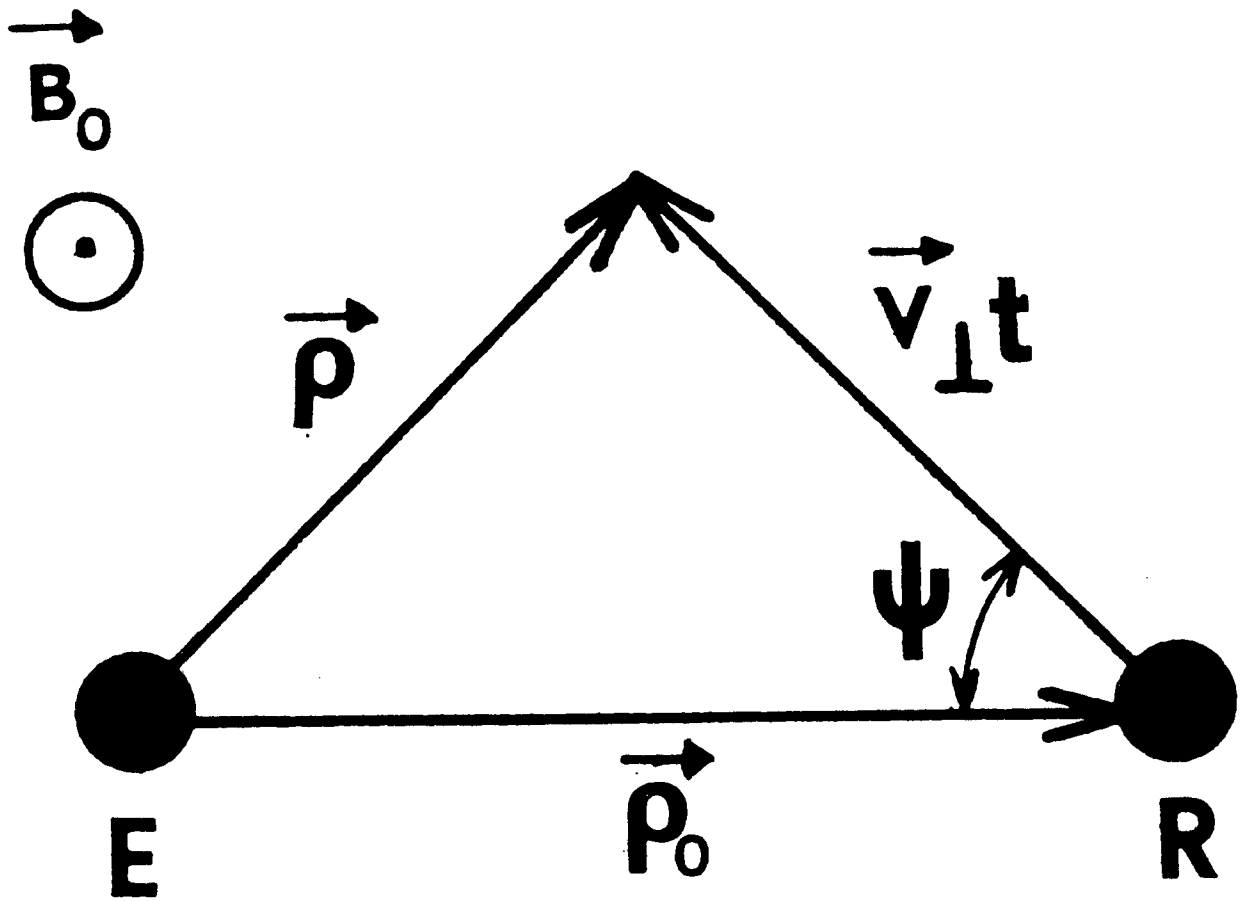


FIG 45

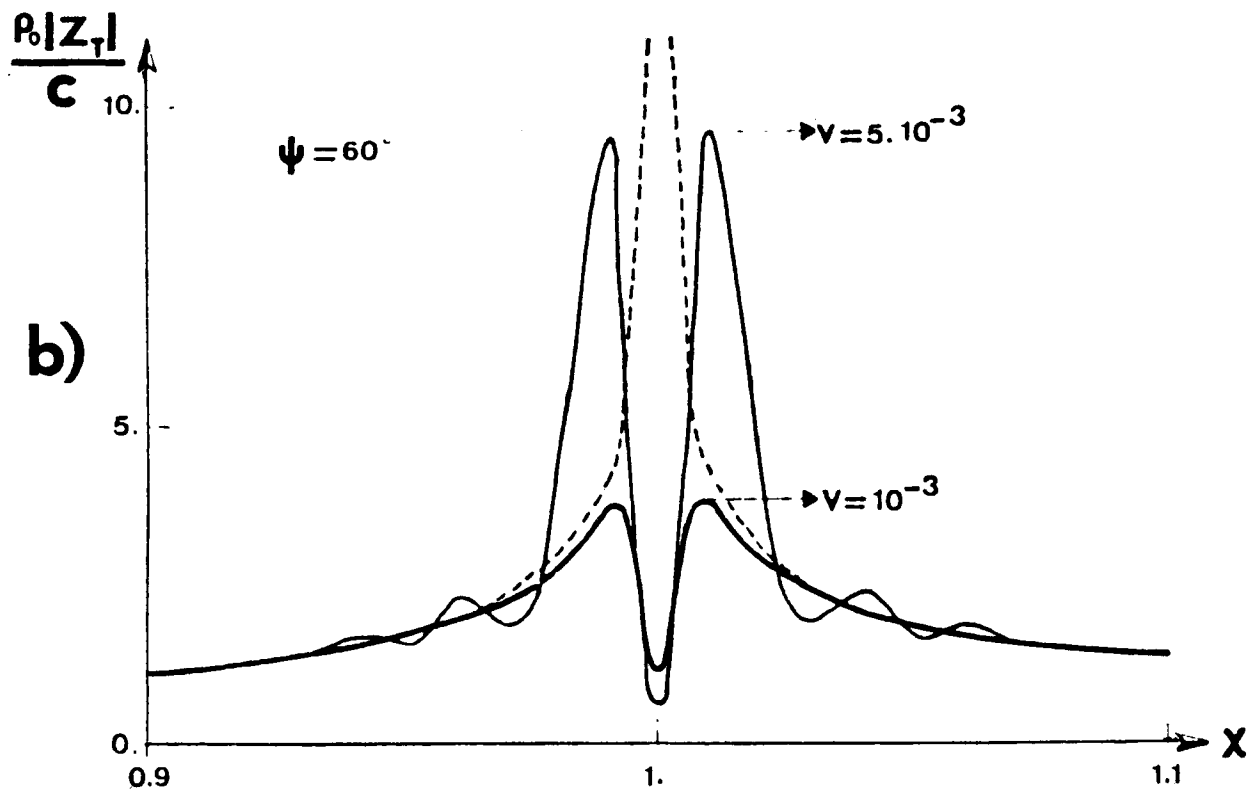
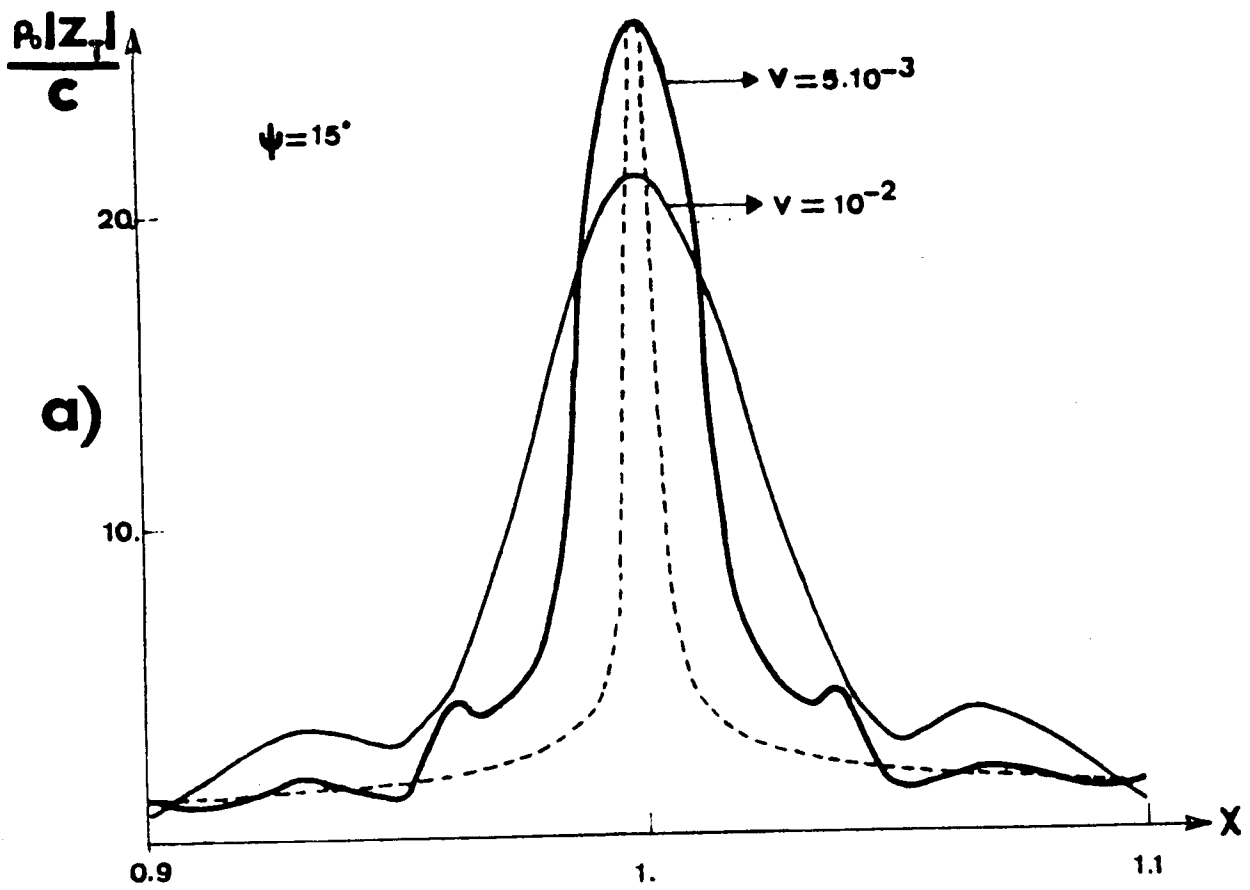


FIG 46

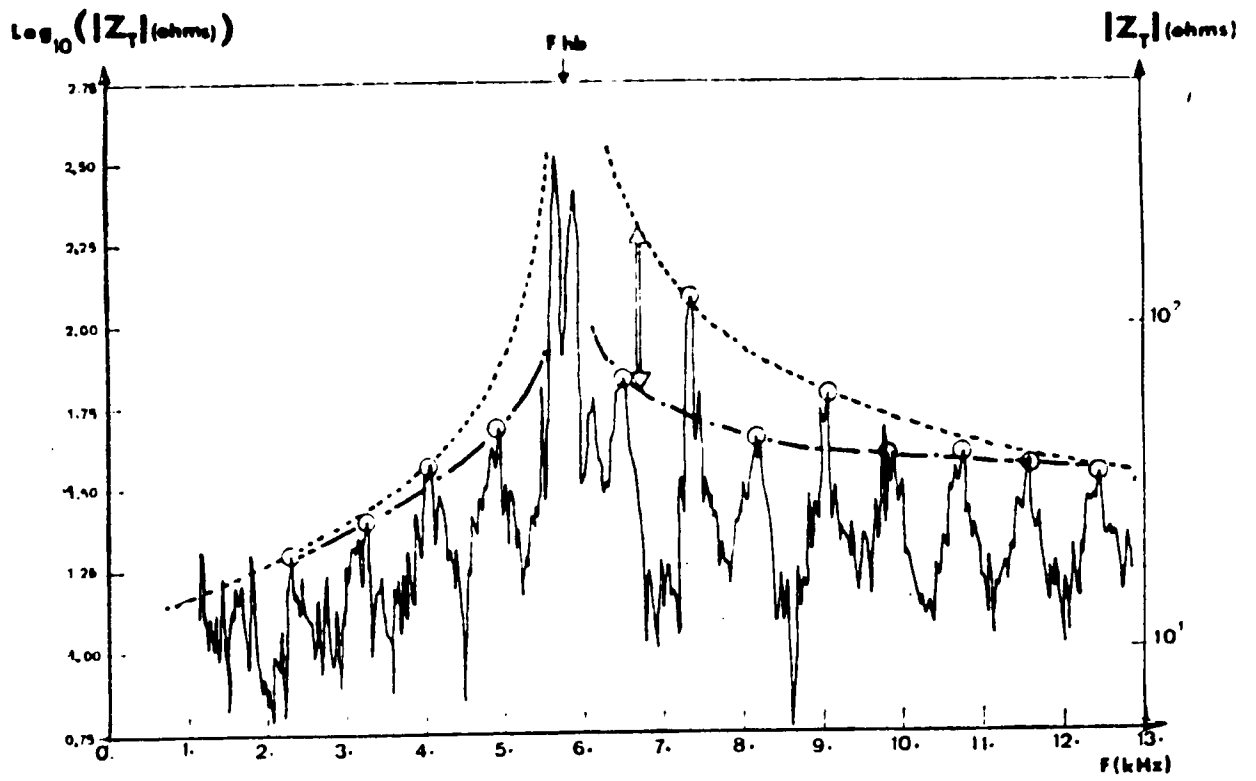


FIG 47

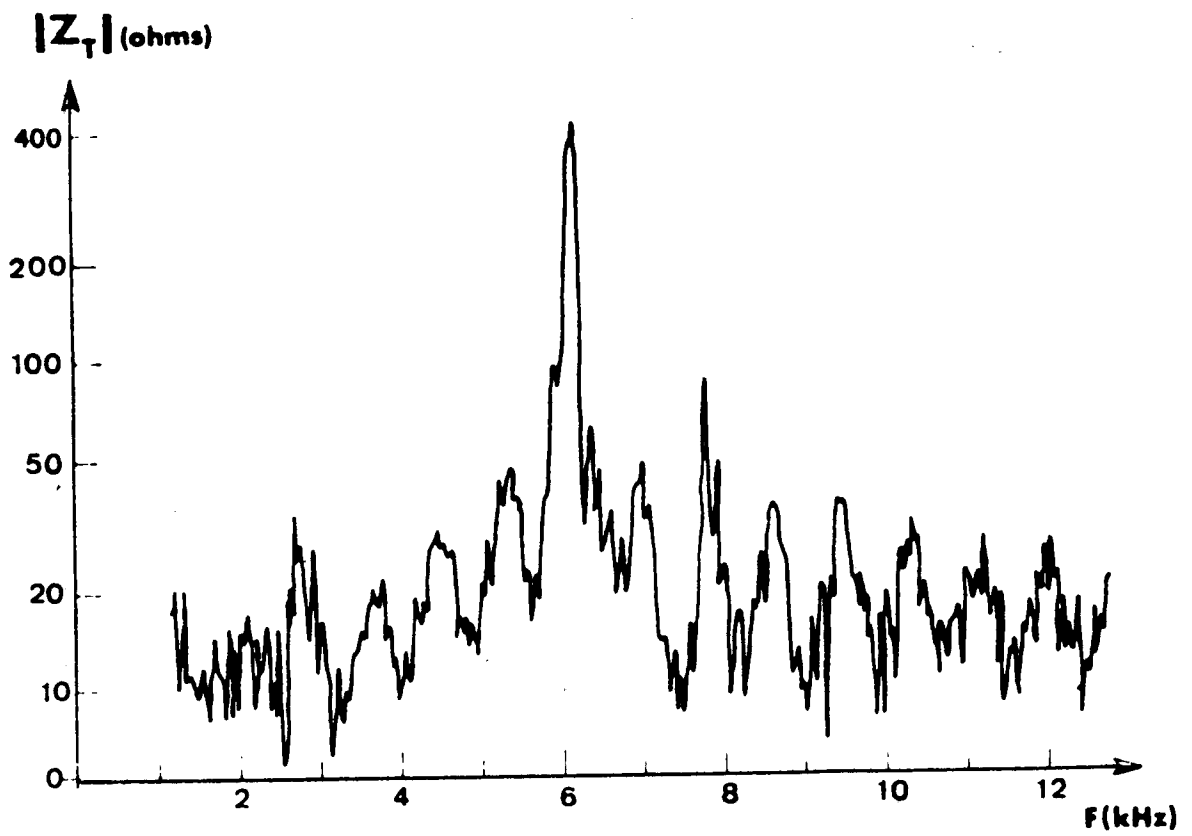


FIG 48

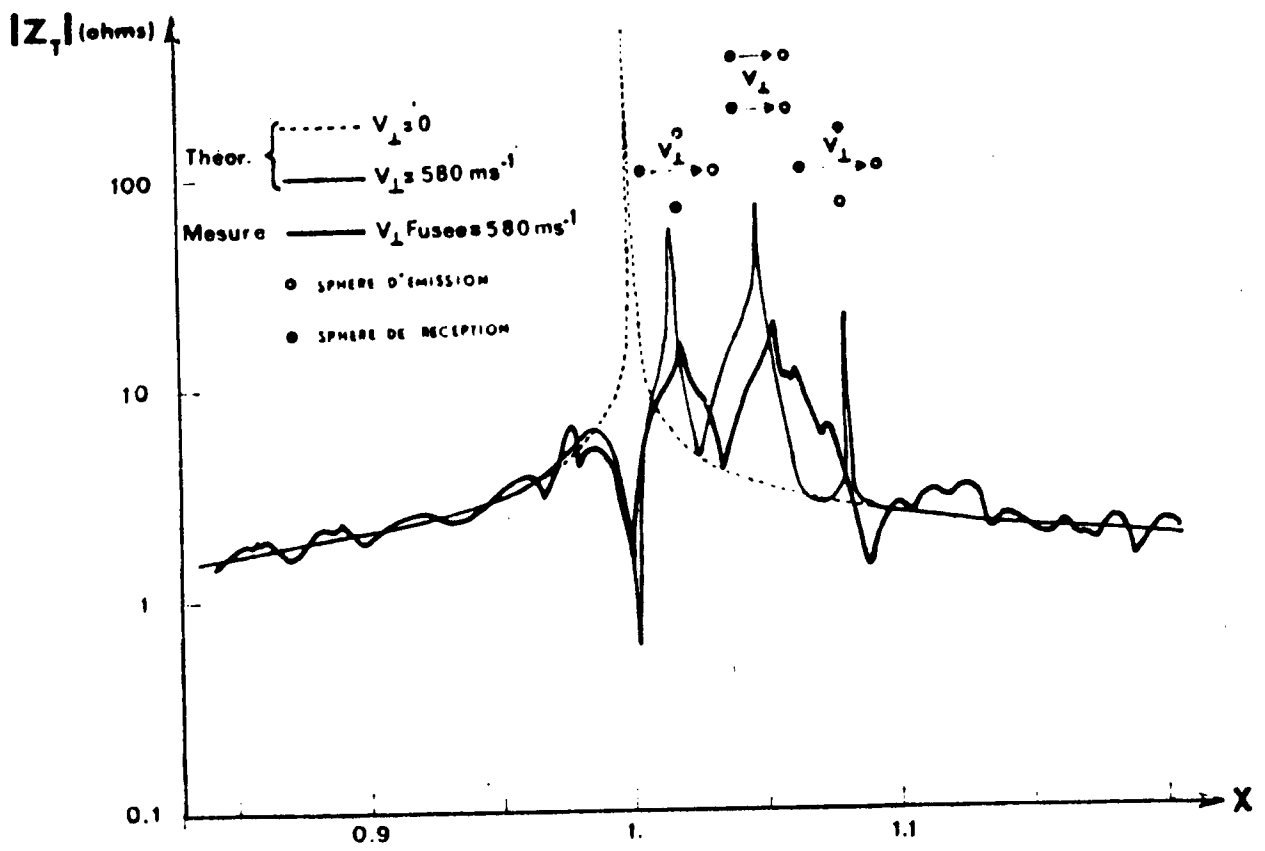
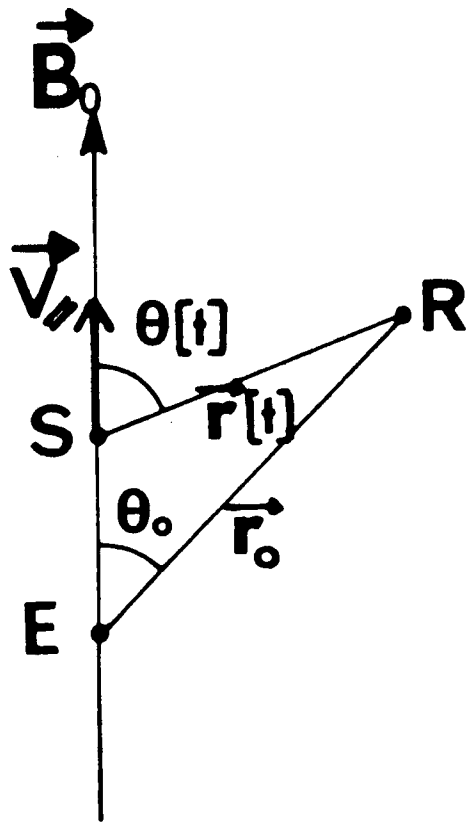


FIG 49

a)



b)

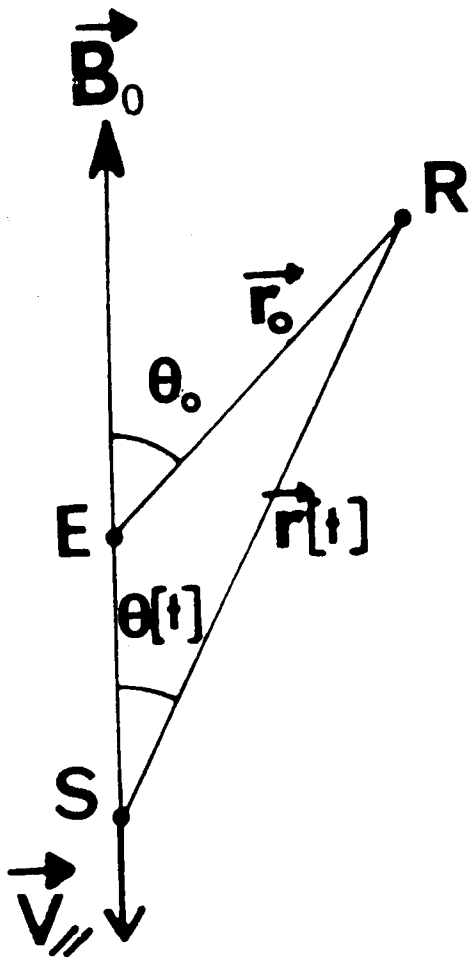
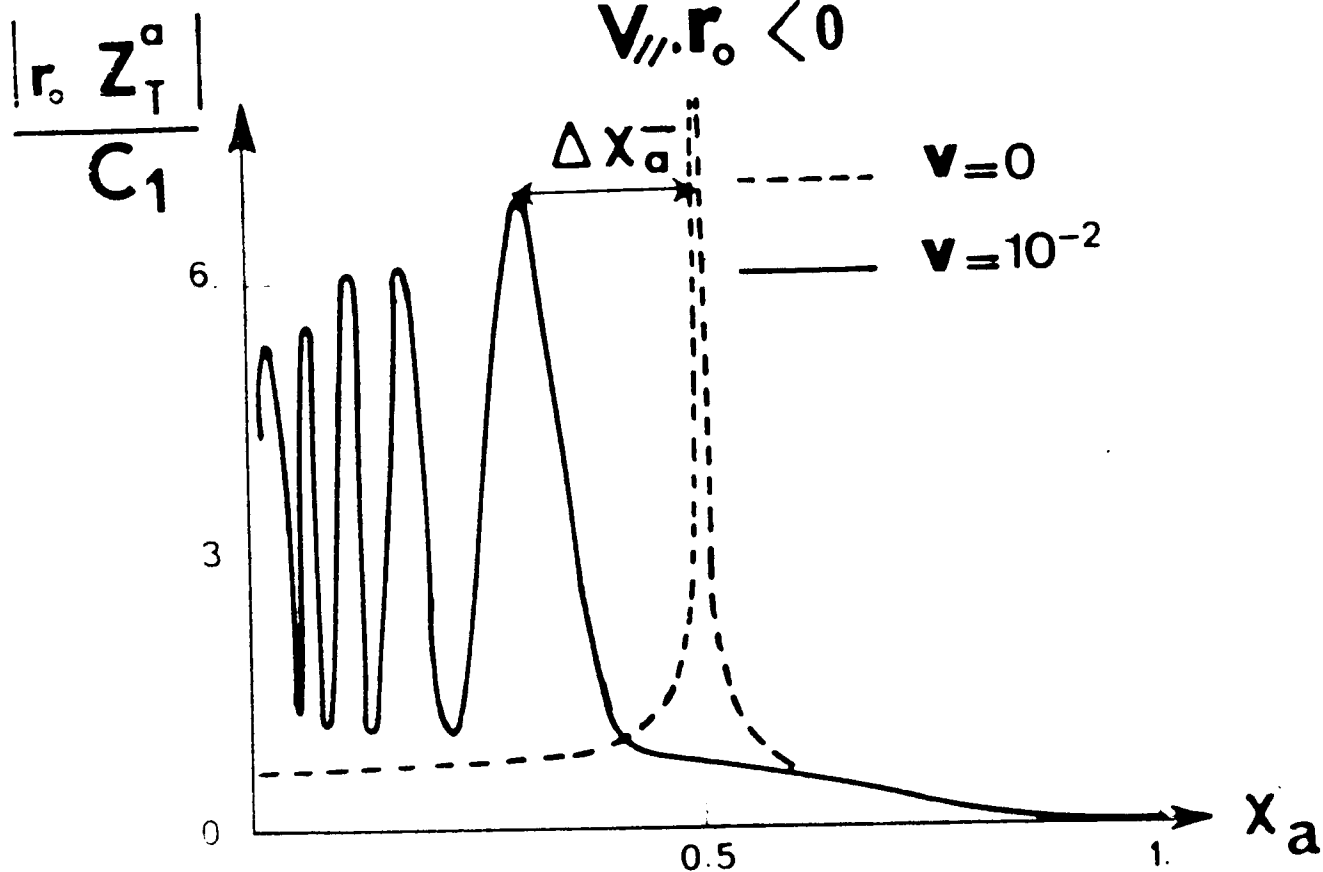


FIG 50

$$\vec{v}_{//} \cdot \vec{r}_0 < 0$$



$$\vec{v}_{//} \cdot \vec{r}_0 > 0$$

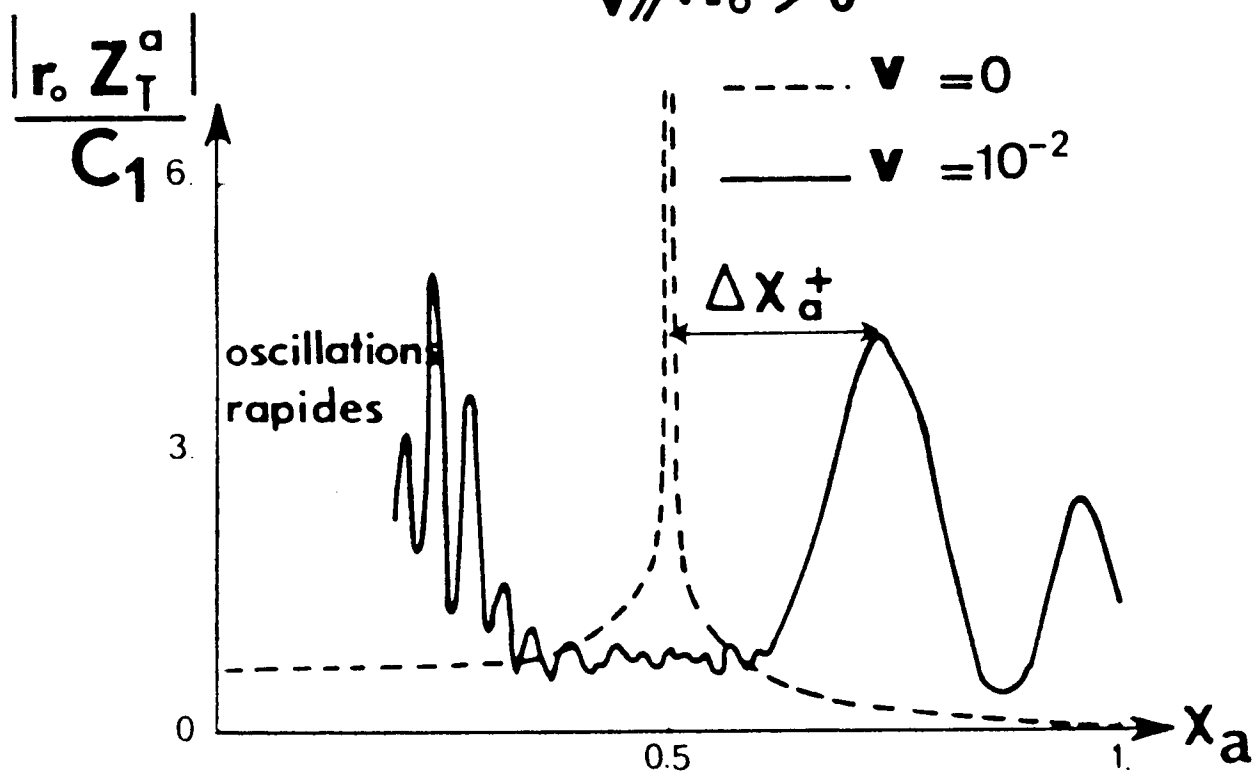


FIG 51

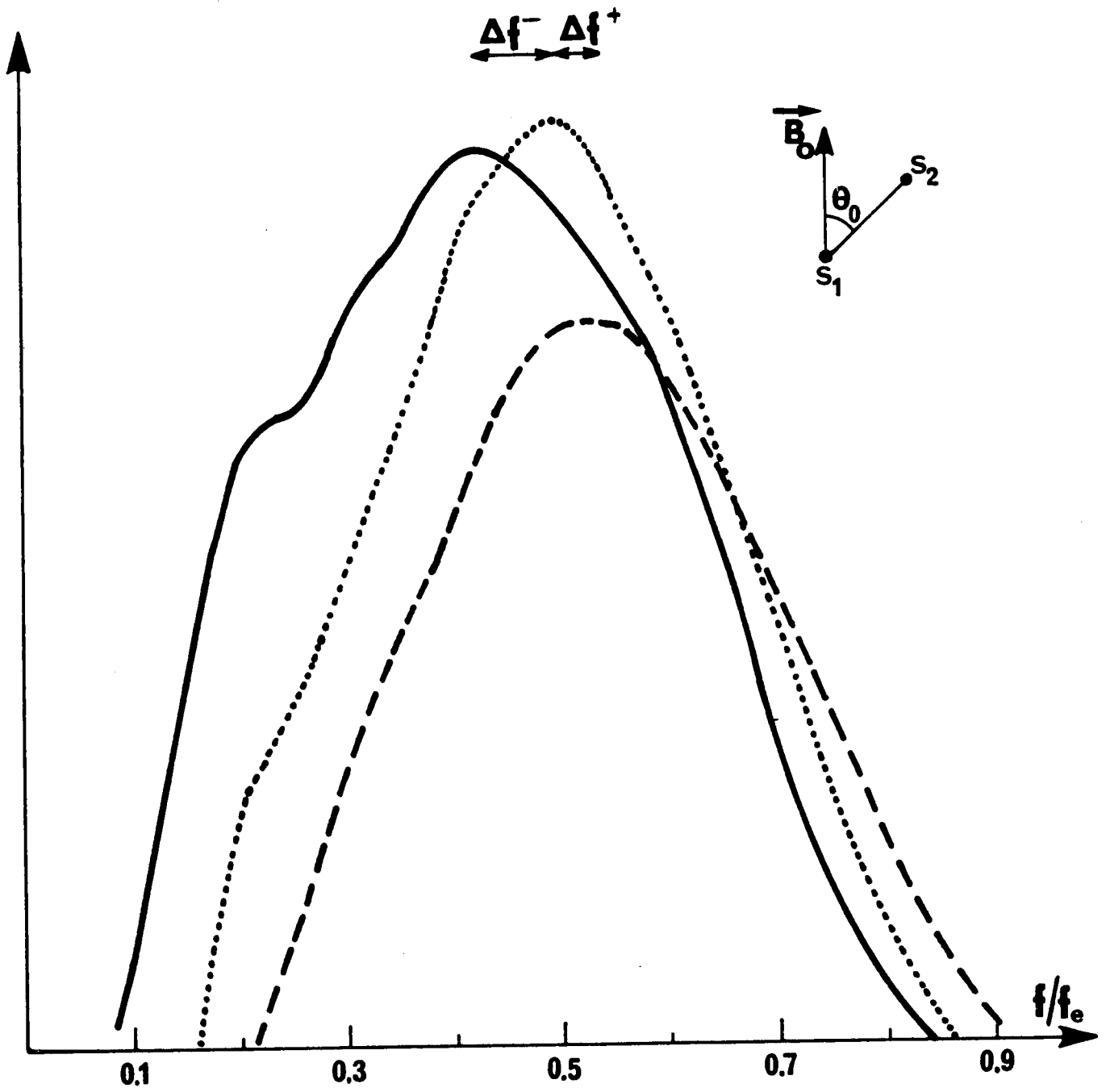


FIG 52

CRPE
*Centre de Recherches
en Physique de l'Environnement
terrestre et planétaire*

*Avenue de la Recherche scientifique
45045 ORLEANS CEDEX*

Département PCE
*Physique et Chimie
de l'Environnement*

*Avenue de la Recherche scientifique
45045 ORLEANS CEDEX*

Département ETE
*Etudes par Télédétection
de l'Environnement*

*CNET - 38-40 rue du général Leclerc
92131 ISSY-LES-MOULINEAUX*